

1921.

MAY 26 1921

No. 8.

ANNALEN
DER
PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GRÜN, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. V. E. WIEDEMANN, P. DRUDE.

VIERTE FOLGE.

Band 64. Heft 8.

DER GANZEN REIHE 389. BANDER 8. HEFT.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE,
W. C. RÖNTGEN, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK.

MIT EINER TAFEL



LEIPZIG

VERLAG VON JOHANN AMBROSIVS BARTH.

DÖRRRIENSTRASSE 16.

Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Im Jahre 1921 erscheinen Bd. 64, 65 und 66 à 8 Hefte. Preis von Bd. 64 M 60.—.

Nach dem Ausland in der Währung des betr. Landes.

Ausgegeben am 29. April 1921.

Inhalt.

	Seite
1. W. Steubing. Zur Kenntnis des Jodmoleküls und der Emission seines Bandenspektrums. (Hierzu Tafel I.)	678
2. W. Bothe. Zur Molekulartheorie der Brechung, Reflexion, Zerstreuung und Extinktion	698
3. Ferdinand Schmidt. Über die Dielektrizitätskonstanten der Phosphore und die absoluten Wellenlängen ihrer Dauererregungsverteilungen	719
4. George Jaffé. Zur Theorie der Vakuumentladung	738
5. J. E. Lilienfeld. Bemerkung zu Herrn G. Jaffés vorstehender Arbeit: „Zur Theorie der Vakuumentladung“	745
6. C. Ramsauer. Die lichtelektrische Wirkung unterteilter Lichtquanten	750
7. Al. Nasarischwily. Über eine neue Methode der Erzeugung elektromagnetischer ungedämpfter Schwingungen, welche in der Verwendung der elektrostatischen oder magnetischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen zu schnellsten Stromunterbrechungen besteht	759

Die Redaktion der Annalen wird von den unseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: München, Leopoldstraße 91.

Es wird gebeten, die Manuskripte druckfertig einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekannt gegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 Sonderabdrücke jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger Abdruck der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die Zeichnungen sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Zitate sind am Rande oder unten auf den Seiten des Manuskriptes (nicht in dem Text selbst) und zwar möglichst in der in den „Fortschritten der Physik“ üblichen Form mit Angabe des Namens und Vornamens, der Band-, Seiten- und Jahreszahl aufzuführen.



ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 64.

1. Zur Kenntnis des Jodmoleküls und der Emission seines Bandenspektrums; von W. Steubing.

(Hierzu Tafel I.)

Einleitung.

Das eigentümliche Verhalten, welches der Träger des Jodfluoreszenzbandenspektrums zeigt, wenn er einem starken magnetischem Feld ausgesetzt wird¹⁾, gab die Veranlassung, den Träger dieses Bandenspektrums bei verschiedenen Entstehungsbedingungen zu untersuchen, insbesondere zur Feststellung ob der vorhandene magnetische Einfluß auf die Fluoreszenzerregung des Spektrums beschränkt ist oder ob auch bei anderer Erzeugungsart eine besondere magnetische Wirkung stattfindet.

Durch vorläufige Versuche war bereits festgestellt worden, daß das Spektrum²⁾ der positiven Säule im Joddampf magnetisch besonders empfindlich ist, da die gleiche Erscheinung bei anderen Gasen und Dämpfen noch nicht beobachtet worden ist.

Die für die vorgezeichnete Aufgabe wichtigsten experimentellen Ergebnisse, welche frühere Arbeiten am Joddampf geliefert haben und welche dieser Untersuchung als Unterlage dienen, mögen zunächst kurz zusammengefaßt werden.

Hauptteil.

§ 1. Das Jod besitzt ein im sichtbaren Spektrum liegendes Bandenspektrum in Emission, das zwar wie die Spektra aller Halogene bisher nur lückenhaft bekannt ist, da eine genaue Ausmessung nicht stattgefunden hat, das aber wohl anerkanntermaßen dem reinen Jod — nicht einer Verbindung — zugerechnet wird. Außer durch elektrische Anregung ist es als Fluoreszenz-

1) Ann. d. Phys. 58, S. 53. 1919.

2) a. gl. O. S. 103.

spektrum durch Bestrahlung mit weißem Licht leicht zu erhalten, aber naturgemäß als Fluoreszenzspektrum nur lichtschwach, so daß eine Auflösung der einzelnen aus zahlreichen dichtgedrängten Linien bestehenden Banden nicht gelungen ist. Seiner ganzen spektralen Lage und Gruppierung nach ist es aber in beiden Fällen identisch und verläuft von Grün bis ins Ultrarot hinein.

§ 2. Insbesondere das Fluoreszenzspektrum, das man leicht erhält, wenn man in evakuierten Glasgefäßen Joddampf von Zimmertemperatur bestrahlt, ist bereits mehrfach Gegenstand von Untersuchungen gewesen, hinsichtlich von Art und Stärke der Anregung, des Einflusses fremder Gase, von Ionisierung und magnetischer Einwirkung. Aus den bisherigen Arbeiten¹⁾ seien als wichtigste Ergebnisse hervorgehoben:

1. Fluoreszierender Joddampf ist nicht ionisiert.
2. Fluoreszenzerregendes Licht wirkt auf die Glimmstromentladung befördernd ein, es vergrößert die Stromstärke bzw. verringert den Kathodenfall.
3. Die Ionisierung in Joddampf durch α -Strahlen erfährt bei gleicher Bestrahlung keine Veränderung.
4. Außer dem „normalen“ Bandenspektrum bei Bestrahlung mit weißem Licht erhält man durch monochromatische Anregung Teile desselben in bestimmter Gruppierung als „Resonanzspektrum“.
5. Zusatz fremder Gase zu reinem Joddampf vermindert die Fluoreszenz, um so stärker, je elektronegativer das betreffende Gas ist.
6. Das „Resonanzspektrum“ geht durch Zusatz fremder Gase in das normale Spektrum über und diese Wirkung ist am bemerkbarsten bei den elektropositiven Edelgasen, die die Fluoreszenzfähigkeit am wenigsten beeinflussen.
7. Erhitzung bzw. Überhitzung des Joddampfes (gleich vermehrter Dissoziation) verringert und zerstört die Fluoreszenz.
8. Ein magnetisches Feld verringert die Fluoreszenzfähigkeit, obgleich magnetische Einwirkungen auf nicht leuchtenden Joddampf nicht nachweisbar sind.
9. Das Magnetfeld beeinflußt die Emission des einzelnen

1) Es handelt sich vor allem um Arbeiten von R. W. Wood und seinen Mitarbeitern, Franck und seinen Mitarbeitern und bezüglich der magnetischen Einflüsse von W. Steubing.

Jodmoleküls, in dem es den Charakter des Spektrums ändert und das Energiemaximum nach längeren Wellen verschiebt.

10. Die Fluoreszenzschwächung stellt sich als eine e -Funktion des Magnetfeldes dar.

11. Die Wirkung des Magnetfeldes äußert sich um so mehr, je stärker die Emission pro Molekül ist, unabhängig, ob das Spektrum durch monochromatische oder kontinuierliche Anregung erzeugt ist und qualitativ unabhängig von etwa beigemischten fremden Gasen.

12. Sekundäre magnetische Wirkungen auf fluoreszierenden Joddampf finden nicht statt.

§ 3. Es entsteht nun die Frage, wie sich das Spektrum bzw. seine Träger bei anderer Erzeugung als Fluoreszenz¹⁾ verhalten und das erfordert wieder die Kenntnis von den Möglichkeiten und Bedingungen, unter denen das Spektrum erzielt werden kann.

Die Versuche, die ich in dieser Hinsicht neu unternahm, hatten zunächst das Ergebnis, daß das Spektrum in Flammen irgendwelcher Art nicht in Emission zu erzielen ist, entweder treten — bei Überschuß an Joddampf — Absorptionsspektren auf oder Verbindungsspektren, wie man sie in den weiterhin beschriebenen Entladungsröhren auch beobachtet, solange dieselben nicht gereinigt sind bzw. noch Wasserstoff enthalten.

Dagegen ist es außer in der positiven Säule des Glimmstromes, in dem es frühzeitig beobachtet wurde, durch Kathodenstrahlen zu erhalten, kurz, wie im einzelnen zu zeigen ist, überall da, wo freie Elektronen von größerer oder geringerer Geschwindigkeit auf Joddampfmoleküle treffen.

§ 4. Ich schritt daher zunächst zur Untersuchung des Glimmstroms bzw. des Spektrums in der positiven Säule. Hierbei zeigte sich eine bei allen Halogenen oft beobachtete und nicht überwundene Erscheinung, daß die Gasfüllung die Elektroden zerfrißt bzw. Verbindungen bildet, die teils die Glaswandung angreifen, teils den Gasinhalt der Röhren so

1) Das sogenannte „Glühspektrum“, über dessen Realität und Entstehungsursache seinerzeit eine Diskussion zwischen Fredenhagen einerseits und Reinganum und R. W. Wood anderseits stattfand, kommt hierzu schon wegen seiner Lichtschwäche und der experimentellen Schwierigkeiten nicht in Frage, die eine gründliche experimentelle Bearbeitung unter einwandfreien Bedingungen verlangen.

begierig verschlucken daß eine Entladung nur diskontinuierlich erfolgt, unter Anwendung höherer Spannungen sich aufrecht erhalten läßt und der normale Glimmstrom wenigstens in größerer Stromdichte unmöglich wird. Kein Metall hält der Einwirkung stand vom Aluminium bis zum Platin, am besten erweist sich noch Iridium, das, an Platin mit Gold angelötet und mit Glas so weit umschmolzen, daß nur das Iridium die Strombasis bilden kann, zwar sehr stark zerstäubt und dadurch unbrauchbar wird, aber weder dabei das Glas der Röhrenwandung angreift, noch eine Halogenverbindung bildet, die den weiteren Gasinhalt absorbiert, wie das bei anderen Metallen der Fall ist.

Wenn trotzdem frühere Beobachter sowohl die Ionisierung und spektrale Erscheinungen an Jod im Glimmstrom bei Verwendung von Platinelektroden bzw. Aluminiumelektroden verfolgen konnten, so gelang ihnen dies nur, weil sie erstens sehr schwache Ströme (< 1 Milliamp.) verwenden konnten und zweitens selbst hierbei durch beständiges Heizen eines Jodgefäßes große Mengen des Dampfes entwickelten, die ohne die vorgeschriebene Einwirkung unnötig wären, da der Dampfdruck des Jods bei Zimmertemperatur einige Zehntel Millimeter beträgt. Ohne konstante Stromverhältnisse und Ausschluß sekundärer chemischer Einflüsse erschienen weitere Untersuchungen zwecklos.

Meine Versuche, um Gleichstrombetrieb in den Halogenen in beliebiger Stärke herstellen zu können, hatten vollen Erfolg, als ich zur Verwendung von Kohlelektroden (Graphit) überging. Da die Halogene (vielleicht mit Ausnahme des von mir nicht geprüften Fluors) eine sehr geringe Affinität zu Kohlenstoff besitzen, so daß nur wenige leicht zerfallende Verbindungen bekannt sind, lassen sich Gleichstromröhren mit beliebigen Elektroden aus Kohle leicht herstellen, wenn man die Zuführungen von außen durch Platin so bewirkt, daß es in Glas eingeschmolzen, innerhalb der Röhre nur so weit blanke Oberfläche behält, wie zur Kontaktführung mit der Kohle nötig ist. (Platin wird von dem Halogen erst dann angegriffen, wenn es als Elektrode, besonders Kathode, benutzt wird. Um diese chemischen Angriffe zu vermeiden, wurden die Platinstifte in die Kohle versenkt eingeführt.)

Die Besorgnis, daß Kohlelektroden schwer zu entgasen

und Anlaß zu starken Verunreinigungen geben würden, erwies sich als unbegründet, doch mögen die technischen Einzelheiten an anderer Stelle mitgeteilt werden.

§ 5. Die positive Säule des Glimmstroms in Jod hat bei sehr schwachem Strom grünliche, dem Fluoreszenzlicht bei schwacher Erregung gleichendes Aussehen und zeigt bei kräftigem Strom gleich wie die Fluoreszenz in *stark* konzentriertem Lichtkegel (Sonnenlicht) ein gelbgrün bis weißes Aussehen, am ähnlichsten der Farbe, welches das kathodische Glimmlicht in ganz reinem Sauerstoff zeigt. Das Spektrum besteht aus zwei deutlich durch einen dunklen Zwischenraum im Grünblau getrennten Teil, von denen der eine — das hier in Frage kommende Bandenspektrum — im Grün beginnend ins Rot verlaufend aus den eingangs erwähnten linienreichen Banden besteht, die bei geringer Dispersion den Anschein eines kontinuierlichen Spektrums vortäuschen, während der andere selbst bei stärkster Dispersion kontinuierlich mit ungleichmäßig verteilter Intensität bleibt und keine Linien oder Liniengruppen erkennen läßt.¹⁾ Wie beträchtlich die Intensität dieses kontinuierlichen Spektrums sein muß, läßt die Reproduktion erkennen, bei der trotz enorm gesteigerter Absorption in dem großen Flintglasprisma und wachsender Dispersion die Intensität bis an die Durchlässigkeitsgrenze des Prismas merkbar bleibt und zweifellos ins Ultraviolett sich fortsetzt.

Zwischen beiden Teilen des Spektrums treten etwa 5 Linien auf, während in diesen selbst in richtig behandelten reinen Röhren niemals andere Linien und Verunreinigungen etwa von Kohle und anderen Stoffen bemerkbar waren. Die Stromstärke variierte zwischen 0,1 Amp. und 0,1 Milliamp. bei verschiedensten Röhrenquerschnitten; der Druck entsprechend einem Kathodendunkelraum von 3 mm bis 3 cm und die positive Säule ist bei allen Stromstärken ungeschichtet, während Schichtenbildung bei geringer Verunreinigung *sofort* einsetzt. Auffallend dabei ist der geringe Schichtenabstand.

Änderungen des Spektrums können sofort eintreten bei oszillatorischer Entladung, Wechselstrombetrieb, während bei dieser Arbeit nur Hochspannungsgleichstrom Verwendung fand.

Daß beide Teile des Spektrums voneinander ganz unabhängig sind bzw. verschiedene Anregungsbedingungen und

1) Vgl. Spektraltafel.

Träger haben, ist schon bei Betrachtung der anderen Teile der Strombahn wahrscheinlich. Während im negativen Glimmlicht außer diesen beiden Spektren eine Reihe Linien des Linienspektrums hervortreten, welches sich bei oszillatorischer Entladung mit Kapazitätseinschaltung leicht erhalten läßt¹⁾, zeigt das Kanalstrahlenlicht ein intensives Violettblau, entsprechend dem kontinuierlichen Spektrum der positiven Säule. Im Spektroskop ist der grünrote Teil, das „Bandenspektrum“ nur bei hohen Stromstärken und hohem Druck eben bemerkbar, während mit abnehmendem Druck das eigentliche blauviolette Kanalstrahlenlicht überbleibt. (Linien treten in ihm nicht zahlreich und intensiv hervor.)

§ 6. Es war darum erforderlich, die positive Säule im Magnetfelde zu untersuchen, um zunächst über die S. 674 bis 675 angeführten Punkte 8—11, besonders den Punkt 11, Klarheit zu schaffen, wonach anzunehmen war, daß das Bandenspektrum bei so intensiver Anregung besonders stark magnetischer Einwirkung unterliegen würde.

I. Positive Säule in transversalem Magnetfeld.

Bei den Versuchen wurde die Konstanz des Hochspannungsgleichstroms beständig kontrolliert, jede Änderung durch das Magnetfeld mittels Milliampere-meter und statischem Voltmeter beobachtet, spektrale Änderungen spektroskopisch verfolgt und der Gasdruck an der Länge des Kathodendunkelraums gemessen. Kathode und Anode waren magnetisch geschützt und das Streufeld in der positiven Säule wurde berücksichtigt. Es ergab sich folgendes:

a) In engen Röhren: Ohne Magnetfeld nur Bandenspektrum, wie oben geschildert, gleichgültig, welche Stromstärke verwandt wurde (Variation um das 40fache). Der kleinste Durchmesser der Röhren betrug 0,5 mm. In ihm brachte schon ein Magnetfeld von 1000 Gauss Veränderungen des Spektrums hervor, die in weiteren Röhren erst bei höheren Feldern eintreten. Es treten neben den schwächer werdenden Banden Linien hervor, die über das ganze sichtbare Spektrum verteilt sind. Mit wachsendem Magnetfeld verschwinden die Banden immer mehr, zuletzt der rote Teil, die Entladung im Interferikum zieht sich fadenartig zusammen und leuchtet

1) Vgl. Spektraltafel.

nur in blaugrünem Licht des Linienspektrums, während die positive Säure außerhalb des Magnetfeldes noch weiterhin Bandenspektrum zeigt. In weiteren Röhren (Durchmesser 1,6 und 5 mm) bewirkt ein Magnetfeld von 1000 Gauss zunächst durch Zusammendrängung der Strombahn infolge der elektromagnetischen Ablenkung eine stärkere Gesamtemission des Bandenspektrums, doch treten bei Feldverstärkungen auf das Zwei- bis Dreifache qualitativ die gleichen Erscheinungen hervor wie zuvor. Der Vergrößerung des Querschnittes analog wirkt Vermehrung des Dampfdruckes, d. h. bei gleicher Stromstärke geringere Wirkung des Magnetfeldes. Eine Steigerung der Stromstärke dagegen bei sonst gleichartigen äußeren Bedingungen vergrößert die magnetische Wirkung.¹⁾

b) In weiten Röhren (16 mm Durchmesser). Wenn der Rohrdurchmesser das eigentliche Magnetfeld zwischen den kegelförmigen Polen an Größe übertrifft, findet man zwar analoge Wirkungen, wie oben. Nur bedarf es stärkerer Felder, doch ist gleichzeitig zu beobachten, daß das Magnetfeld irgendeine mechanische Wirkung ausübt, die durch die Bewegung der Ionen allein nicht erklärbar ist. Die positive Säule wird nicht nur seitlich abgelenkt, sondern es stellt sich messerscharf senkrecht zum Feld eine leuchtende Erscheinung ein, die bisweilen durch eigenartige zuckende Bewegungen gestört wird. Eine genaue Schilderung ist kaum möglich. Die ganzen Beobachtungen zeigen, daß außer der direkten Einwirkung auf den Träger des Bandenspektrums bei der Lichtemission, wie es bei der Fluoreszenz gefunden wurde, eine zweite mechanische Wirkung auf den Träger eintritt, die das Phänomen kompliziert.

c) Die sekundären Wirkungen des Magnetfeldes auf den Strom: Ablenkung, vermehrte Stromdichte durch Verkleinerung des Querschnittes, Vergrößerung des Potentialgradienten genügen in keiner Hinsicht zur Erklärung der beobachteten Er-

1) Vgl. Spektraltafel. Die Tafel läßt das Spektrum von der positiven Säule ohne Magnetfeld III und das allmähliche Verschwinden der Banden mit gesteigertem Magnetfeld IV u. V erkennen. VI gibt das Linienspektrum bei Flaschenentladung wieder. VII u. VIII zeigen bei geringer Dispersion das Gesamtspektrum vom Rot bis Violett VII ohne, VIII mit schwachem Magnetfeld. I u. II stellen das Fluoreszenzspektrum bei verschiedener Anregung unter dem magnetischen Einfluß dar.

scheinung. Da man durch Variation der Stromdichte und des Querschnittes und durch Verengerung des Rohres auch ohne Magnetfeld den Potentialgradienten um gleichwertige Beträge verändern kann, wie sie an den Instrumenten ablesbar waren, ließ sich feststellen, daß durch keine irgendwie mögliche Abänderung, Wirkungen und Erscheinungen von ähnlicher Art auftreten, wie sie durch das Magnetfeld hier erzeugt werden. Besonders wurde auch geprüft, ob durch das Magnetfeld der Entladungscharakter nicht gestört wurde (= keine oszillatorischen Entladungsschwingungen).

II. Die positive Säule im longitudinalen Feld.

In Röhren von gleichmäßigem Querschnitt brachten die verfügbaren Felder (bis 5000 Gauss) keine spektrale Änderung wie oben hervor, die elektrische Wirkung bestand in Zusammenschnürung der Säule, Verringerung des Potentialgradienten und dadurch gesteigerter Stromdichte, infolgedessen vermehrter Helligkeit des Spektrums. Gibt man indes der Röhre zwischen den Magnetpolen eine kugelförmige Erweiterung, so treibt schon ein schwaches Magnetfeld senkrecht zur Feldrichtung eine im Licht des Bandenspektrums leuchtende „Scheibe“ hervor. Die Versuchsanordnung und Beobachtung geschah in gleicher Weise wie dies kürzlich an anderer Stelle bei einer Spektraluntersuchung des Stickstoffs dargelegt wurde.¹⁾ Für technische Einzelheiten, die spektroskopischen Vergleiche, Variation der Versuchsbedingungen usw. mag hierauf verwiesen werden.

Der einzig wesentliche Unterschied in dem Leuchten dieser „diamagnetischen Scheibe“ beim Jod und beim Stickstoff besteht darin, daß letztere völlig mit dem Spektrum der negativen Glimmschicht übereinstimmt, während beim Jod nur das grünrote Bandenspektrum, aber keine Spur der Linien hervortritt, die in der negativen Glimmschicht beim Jod zu beobachten sind.

§ 7. Den „Diamagnetismus“, d. h. die mechanische Bewegung der leuchtenden Jodmoleküle aus dem Magnetfeld heraus nach Stellen geringster magnetischer Kraft, die sich an fluoreszierendem Jod ebensowenig wie an nichtleuchtendem Joddampf hatte feststellen lassen, auf andere Weise nachzuweisen, war das Ziel folgender Versuche. Es galt zu zeigen,

1) W. Steubing, Physik. Zeitschr. 20, S. 512. 1919.

daß die senkrecht zum Feld sich bewegenden Moleküle, wie aus den optischen Erscheinungen zu folgern ist, tatsächlich einen Druck in dieser Richtung ausüben.

Die Schwierigkeiten liegen darin, daß es erforderlich ist, die Bewegung eines Körpers unter dem Druck der Moleküle senkrecht zum Feld zu zeigen, während der Körper ohne die Jodmoleküle diese abstoßende Wirkung nicht erfahren darf, er darf also nicht selbst diamagnetisch sein. Da es ganz unmagnetische Körper nicht gibt, diamagnetische nicht brauchbar sind, kann ein paramagnetischer Körper die Bewegung senkrecht zum Feld nur dann zeigen, wenn seine paramagnetische Eigenschaft kleiner ist als der diamagnetische Druck der Moleküle. Endlich sind bei metallischen Körpern etwaige Störungen des Potentialverlaufs und sekundäre elektrische Einflüsse ins Auge zu fassen.

Ich führte die Versuche in folgender Weise aus.

Eine Entladungsröhre mit Kohleelektroden wurde, wie zuvor angegeben, durch die Bohrung der Magnetpole geführt und besaß im Interferrikum eine kugelförmige Erweiterung, wie bei den analogen optisch-elektrischen Beobachtungen. Der obere Teil dieser abgeflachten Kugel war ausgeblasen und mit einem senkrecht stehenden Rohr verschmolzen, das einen mit Quecksilber zu dichtenden Schliff trug. (Quecksilberjodid besitzt keinen nennenswerten Dampfdruck und darum waren Quecksilberdichtungen brauchbar.) In diesen Schliff ließen sich andere Schliffstücke einsetzen, die den Versuchskörper enthielten. Als solcher bewährte sich ein dünnes Glasplättchen — vom Glasbläser möglichst dünn ausgeblasen, annähernd eben und ungefähr rechteckiger Gestalt etwa 3×5 mm. — Die Dicke betrug weniger als $\frac{3}{100}$ mm. Dieses Glasplättchen war an einen möglichst dünn gezogenen Glasfaden von mehr als 60 cm Länge angeschmolzen und dieser im oberen Schliffrohr eingeschmolzen. So ließ sich dieses Glasplättchen in die Kugel einführen und durch schwache Neigung des senkrechten Rohres in jeder Stelle der Kugel freischwebend einstellen.

Folgende Figuren geben ein Bild der Anordnung von oben und von der Seite (senkrecht zum Feld und Strom) her gesehen (vgl. Fig. 1a u. b).

Die Beobachtungen ergaben — mit und ohne Glasplättchen — bei Stromdurchgang und Erregung des Magneten das Ein-

setzen der diamagnetischen schwachen Scheibe, die sich nur in den Ansatz nach oben hin verbreiterte. *Das Glasplättchen störte die Entladung in keiner Weise.* Die Wirkung des Magneten auf das Plättchen war folgende.

Hing es im Zentrum der Kugel, in der Strombahn, so war keinerlei Wirkung vorhanden. Hing es exzentrisch — rechts oder links von der Strombahn in der Kugel, aber in gleicher Höhe mit der positiven Säule, so erfolgt *ohne Stromdurchgang stets eine Einstellung des Plättchens zum Kugelmittelpunkt*, falls das Magnetfeld genügende Stärke besaß.

Bei schwachem Feld (1000 Gauss) war die anziehende Wirkung noch merklich klein, bei einem Feld von etwa 5000 Gauss betrug die Anziehung in die Kugel hinein schon mehrere Millimeter. *Dabei war es gleichgültig, ob die Kugel ganz evakuiert war — aller*

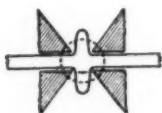


Fig. 1 a.

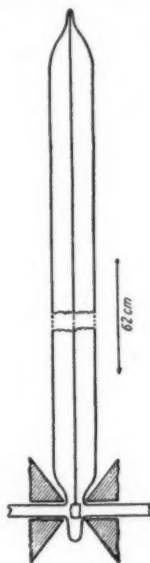


Fig. 1 b.

Joddampf fort kondensiert — oder ob sich Dampf von Zimmertemperatur in der Röhre befand.

Bei Stromdurchgang änderte sich die Erscheinung sofort.

Bei einem Magnetfeld von 1000 Gauss und etwas darüber erfolgte deutlich Ausweichung nach außen. Bei weiter gesteigertem Magnetfeld kehrte die Einstellung um und das Plättchen wanderte nach innen, wie früher ohne Entladung. Die diamagnetische Verschiebung war klein (weniger als 1 mm), aber durch die Beobachtung einer Visiermarke deutlich zu beobachten. Mit wachsendem Strom und bei der später be-

schriebenen Anordnung war die Wirkung wesentlich größer (> 1 mm). Reinheit der Röhre bzw. des Joddampfes ist bei diesen Versuchen Bedingung.

Die beobachteten Wirkungen lassen sich leicht an der Hand einer Kurvendarstellung übersehen. In der Fig. 2 bedeutet die doppelt gezogene Linie die paramagnetische Anziehung des Plättchens mit wachsendem Feld und die einfache Kurve die diamagnetische Abstoßung durch den Moleküldruck. Während erstere proportional dem Felde wächst, wird letztere schon bei schwachem Feld asymptotisch einem Grenzwert zu-

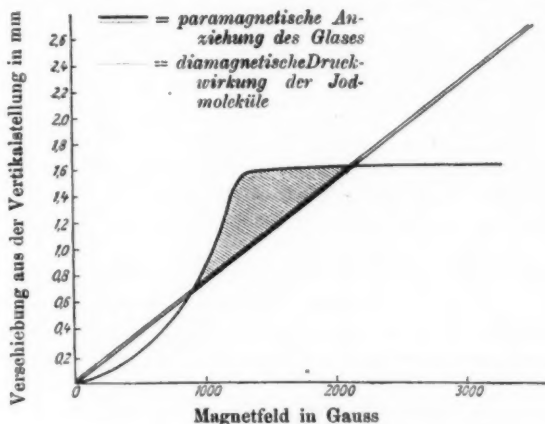


Fig. 2.

streben, der erreicht ist, wenn das Magnetfeld genügt, alle vorhandenen bzw. sich bildenden diamagnetischen Jodmoleküle aus der positiven Säule herauszuschaffen. Dieser Grenzwert wird natürlich abhängig sein von der Geschwindigkeit der Moleküle, d. h. der freien Weglänge, dem Gasdruck einerseits und der Masse der Moleküle andererseits. Es leuchtet ein, daß man die diamagnetische Bewegung des Glasplättchens nur dort wird beobachten können, wo die Druckkurve der Moleküle die paramagnetische Gerade des Glases in dem gestrichelten Raum überhöht.

§ 8. Vorstehende Versuche erweisen, daß tatsächlich die Träger dieses Bandenspektrums eine mechanische Bewegung

senkrecht zum Feld und Strom erfahren, wenn die Anregung des Leuchtens als Folge der Ionisierung stattfindet. Mit der gleichen Versuchsanordnung kann man keine solche Bewegung feststellen, wenn die Jodmoleküle nur durch Fluoreszenz erregt sind und, wie schon erwähnt, zeigt nichtleuchtender Joddampf die Wirkung ebenfalls nicht. Gasionen als solche müßten aber in dieser Anordnung durch das Magnetfeld axial gesammelt werden.

Wichtige Anhaltspunkte, welcher Art die Erregung des Spektrums hier ist, liegen in den eingangs erwähnten Resultaten von Franck und Hertz vor, welche fanden, daß Ionisierung durch α -Strahlen im Joddampf durch Bestrahlung mit fluoreszenzerregendem Licht nicht beeinflußt wird, wohl aber eine solche Bestrahlung den Kathodenfall herabsetzt und die Glimmstromentladung verstärkt: ein Zeichen dafür, daß die Entstehung negativer Elektrizität begünstigt wird. Man kann also vermuten, daß die Fluoreszenzerregung der Jodmoleküle die Abgabe freier Elektronen begünstigt, wie umgekehrt die Wiedervereinigung der Elektronen mit dem Molekül zur Bandenemission Veranlassung bildet. Man kann daraus schließen, daß durch Bestrahlung mit Kathodenstrahlen das Spektrum leicht zu erhalten sein wird, eine Folgerung, die in Übereinklang steht mit der Wahrnehmung, daß das Spektrum in außerordentlicher Intensität in der negativen Glimmschicht auftritt.

Die Erregung des Spektrums durch Kathodenstrahlen läßt sich in einfacher Weise zeigen. Benutzt man eine Röhre mit plattenförmigen den Querschnitt füllenden Kohleelektroden, die eine zentrale Durchbohrung tragen, so leuchtet — bei höherem Vakuum — der Raum hinter der Kathode nur im blauvioletten Kanalstrahlenlicht (= kontinuierliches Spektrum), während sich hinter der Anode ein grünlich leuchtendes Büschel (= Bandenspektrum) abzeichnet (besonders, wenn der Dampfdruck dadurch größer gemacht wird, daß man durch einen Ansatz mit festem Jod unterhalb der Anode Joddampf einströmen läßt, der oberhalb der Anode kondensiert und weggepumpt wird).

Dieses Leuchten des Bandenspektrums verschwindet sofort, sobald man durch Annäherung eines Stabmagneten die Kathodenstrahlen ablenkt, daß sie nicht durch die durchbohrte

Anode treten können. Bei undurchbohrter Anode oder bei eigentlicher Glimmstromentladung ist der Raum hinter der Anode stets dunkel.

§ 9. Faßt man die bisher gewonnenen Ergebnisse dieser Arbeit und früherer Untersuchungen, deren Hauptpunkte auf S. 674—675 aufgeführt sind, zusammen, um ein einheitliches Bild von dem Emissionsvorgang des Bandenspektrums und der mechanischen Wirkungen zu erhalten, so kommt man zu folgenden Schlußfolgerungen.

1. Das Bandenspektrum ist dem Jodmolekül zuzuordnen. Dafür spricht seine Erzeugungsmöglichkeit durch Fluoreszenz, ohne gleichzeitige Ionisierung und Dissoziation, sowie sein Auftreten bei Ionisierung dort, wo geringe Energie aufgewendet wird (langsame Kathodenstrahlen, positive Säule). Bei größerer Energie (Induktorbetrieb mit Kapazität usw.) verschwindet es, und macht dem Linienspektrum Platz.

2. Das Bandenspektrum wird erzeugt durch die Vereinigung (in bestimmter Bahn) eines negativen Elektrons mit dem Molekül. Dabei ist es für den spektralen Charakter, die Linienstruktur, gleichgültig, ob das Elektron aus dem Molekülverband selbst stammt (Fluoreszenz) oder von außen als freies Elektron (Kathodenstrahl) angelagert wird.

3. Ein äußeres Magnetfeld wirkt bei jeder Erzeugungsart ein, in dem es die (Wieder-)Anlagerung beschleunigt. Der Intensitätsverlauf des Spektrums ändert sich, die Leuchtzeit nimmt ab und der Verstärkung des Feldes proportional scheidet ein bestimmter gleicher Prozentsatz der Leuchtträger für die Gesamtemission aus (vgl. hierzu die folgenden Versuche).

4. Während bei Fluoreszenzerregung — solange also das Elektron niemals aus dem Molekülverband ausscheidet und in seiner Anziehungssphäre bleibt (keine Ionisierung) — das Magnetfeld keine mechanische Wirkung auf das System Jodmolekül-Elektron ausübt, tritt diese zweite Wirkung dazu, falls das Elektron aus vollständiger Ionisierung als freies Elektron dem Jodmolekül sich anlagert. Während der Anlagerung unter gleichzeitiger Emission des Bandenspektrums erfährt das System eine Reaktion derart, daß es bestrebt ist, sich der magnetischen Einwirkung zu entziehen: Es wird diamagnetisch und bewegt sich senkrecht zur magnetischen Feldrichtung. *In seiner elektrischen Wirkung nach außen hin muß es als neutral*

angesehen werden, da es die Bewegung der Ionen nicht mitmacht; von dem neutralen im eigentlichen Sinn unterscheidet es sich dadurch, daß dieses sich nicht diamagnetisch verhält.

5. Diese diamagnetische Einwirkung ist dort, und nur dort zu beobachten, wo das sein Bandenspektrum aussendende Jodmolekül aus dem Zustand von Ionisierung zum neutralen nichtleuchtenden Zustand übergeht, d. h. im Zustand der partiellen Ionisierung. Daraus, daß die diamagnetische Wirkung sich optisch und mechanisch durch Druckwirkung zeigen läßt, geht hervor, daß der Übergang von Ionisierung zum Neutralmolekül nicht momentan stattfindet, vielmehr eine längere Zeit sich das Jodmolekül im Zustand der partiellen Ionisierung befindet. Es ist verständlich, daß derartig partiell ionisierte Moleküle durch Bestrahlung mit Fluoreszenz erregendem Licht vollständig ionisiert werden können (Versuche von Frank und Westphal, Verhandl. d. Deutsch. Phys. Ges. 1912, S. 159).¹⁾

§ 10. Wir hätten demnach beim Jodmolekül drei Zustände zu unterscheiden:

a) Vollständige Ionisierung (Beginn der Bandenemission), Ionen und Elektronen werden in normaler Art magnetisch abgelenkt.

b) Partielle Ionisierung (Bandenemission, während der Vereinigung von Molekül und Elektron) größte magnetische Wirkung mechanisch und optisch auf das emittierende System, keine freie Ladung.

c) Neutralisierung (letzte Phase der Vereinigung von Molekül und Elektron), keine mechanisch magnetische, nur noch optische Einwirkung: Fluoreszenzeinfluß des Magnetfeldes.

Hiervon sicher am bemerkenswertesten ist der zweite Zustand der partiellen Ionisierung hinsichtlich seiner Entstehungsart, seines elektrischen und magnetischen Verhaltens und der Zeitdauer, in der die Bandenemission stattfindet.

§ 11. Die angeführten Folgerungen lassen vermuten, daß günstigste Bedingungen für Entstehung und Anzahl derartiger Molekülgebilde und damit auch für ihre Untersuchung dort

1) J. Stark hat wohl zuerst die Bandenemission und Fluoreszenz mit der „Lockerung“ eines Valenzelektrons in Verbindung gebracht und die dadurch beeinflusste oder entstehende Ionisierung vorausgesagt.

sein werden, wo möglichst zahlreiche negative Elektronen (Kathodenstrahlen) auf ionisierte oder neutrale Jodmoleküle auftreffen, d. h. in der negativen Glimmschicht. Ich beschloß daher, besonders die negative Glimmschicht bzw. die Entladung an der Kathode im Magnetfeld zu untersuchen.

a) Longitudinales Feld.

Die benutzte Entladungsröhre war zylindrisch 1 cm weit und durch die durchbohrten Pole so geführt, daß die Anode, von der die Luftpumpenleitung und Verbindung zum Jodgefäß ausging, außerhalb des Magneten, die Kathode im Interferikum sich befand, wie aus folgender Skizze zu ersehen ist, die die Form der Kohlekathode erkennen läßt (Fig. 3).

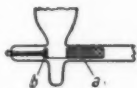


Fig. 3.

Diese besteht aus zwei Teilen, dem 25 mm langen, 7 mm starken Kohlerohr *a*, das im Polschuh 1 ganz enthalten ist und der die Stromzuleitung vermittelnden Kohleplatte *b*, die ihrerseits durch einen eingesteckten Platindraht durch die Bohrung des Polschuhes 2 den Strom nach außen weiterleitet. Zwischen beiden war die kugelförmige Erweiterung mit dem Schliffaufsatz, um nach Bedarf den Glasfaden mit dem Versuchsplättchen einsetzen zu können, wie bei den analogen Versuchen in der positiven Säule. Die leitende Verbindung zwischen Rohr und Platte durch die Kugel hindurch wurde durch zwei sorgfältig eingesteckte dünne Kohlefäden von 0,25 mm Dicke (Glühlampenfäden) bewirkt (vgl. Figur). Bei dieser Anordnung war das Feld in der Kugel ziemlich homogen und das Glasplättchen zeigte keinerlei elektrische Aufladung, Anziehung oder Abstoßung. Meist war die Kathode zur Erde abgeleitet.

Die erwartete diamagnetische Erscheinung zeigte sich in verstärktem Maße. War der Gasdruck nicht sehr niedrig — in dem Falle fand sich die Kugel nur durchsetzt von blau-violettem Kanalstrahlenlicht — so trat aus dem Kohlerohr diamagnetisch auseinandergezogen das grüne Leuchten des Bandenspektrums unmittelbar an die Glaswand (zum Rohr hin) gepreßt, in den Ansatz weit hinein verfolgbar und im Kugeläquator zurückgeworfen, so daß man den Eindruck einer Art Wirbelbewegung hat. Das Glasplättchen zeigte nach dem Einsetzen auch den diamagnetischen Druck in weitaus größerem Maße wie bei den Versuchen in der positiven Säule an und —

da man es durch schwaches Neigen des Schliffrohres an beliebige Stellen der Kugel bringen kann — ließ sich auch die Reflexion der Moleküle in der Kugel durch seine Bewegung mechanisch verfolgen.

Verschließt man das Kohlerohr vor der Kugel durch eine eingepaßte Kohlenplatte, die mit einer Anzahl feiner Löcher versehen ist, so ist stets nur unabhängig vom Gasdruck das blauviolette unabgelenkte Kanalstrahlenbündel zu bemerken, kein Bandenleuchten und keine diamagnetische Leuchterscheinung.

b) Transversales Feld.

Um sekundäre magnetische Einwirkungen auf die Entladung möglichst auszuschließen, wurde die Röhre bis zur Kathode mit einem starken magnetischen Schutzmantel von 1.5 cm Weicheisen umgeben. Die Kathoden hatten meist zylindrische Gestalt von beistehender Form und ihre Anordnung und die Form der Röhren, die 28 mm Durchmesser besaßen, ist aus der Fig. 4 zu entnehmen. Das dort bezeichnete, im Innern angebrachte, von der Kathode durch 1 mm Abstand getrennte 6 cm lange Netz bestand aus feinmaschigem Platinnetz und besaß gesonderte Zuleitung nach außen.

Zunächst sei bemerkt, daß bei Erregung des Magnetfeldes, wenn letzteres so weit unterhalb der Kathodenplatte sich befand, daß nicht etwa noch das Strenfeld von unten her bis in die Kathodenbohrung hinein wirken konnte, keine andere Einwirkung auf das blauviolette Kanalstrahlenbündel erfolgte, wie die bekannte Ablenkung.

Befindet sich dagegen das Magnetfeld so nahe unter der Kathodenebene, daß die magnetische Einwirkung bis oberhalb der Bohrung erfolgen kann, so beobachtet man folgende durch die Skizze in der Fig. 6 erläuterte Erscheinung.

In Richtung des Kanalstrahlenbündels und senkrecht zum Magnetfeld zieht sich unterhalb der Durchbohrung der Kathode eine sehr intensive Leuchterscheinung, die das Bandenspektrum emittiert und, wie aus der Zeichnung zu ersehen ist, sich fächerartig unterhalb der Öffnung teilt, um an der Wandung entlang nach unten zu gleiten. Das Leuchten ist so stark, daß das Kanalstrahlenlicht dagegen verblaßt.

Im übrigen zeigt weder die Entladungsröhre oberhalb des Magnetfeldes in ihrem spektralen Aussehen eine Änderung.

noch sind in Stromstärke und Spannung wesentliche Einwirkungen bemerkbar.

Die Erscheinung ist von folgenden Faktoren abhängig:

1. Bei niedriger Zimmertemperatur (Kathodendunkelraum etwa 5 mm) ist die Erscheinung erst bemerkbar bei einem Feld von etwa 2000 Gauss (Feld dicht an der Kathode).

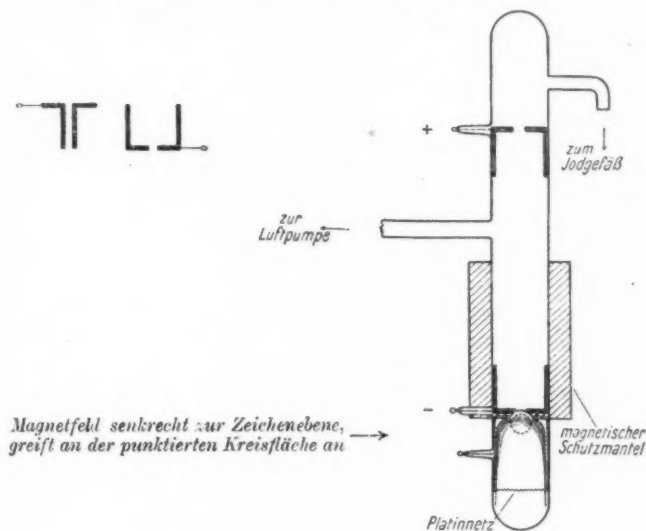


Fig. 4.

2. Von der Belastung der Röhre ist sie nur so weit abhängig, als stärkerer Strom auch stärkeres Leuchten der diamagnetischen Erscheinung bedeutet.

3. Abnehmender Gasdruck (größerer Kathodendunkelraum) erfordert stärkeres Magnetfeld, damit das Leuchten einsetzt.

4. Dieselbe Wirkung hat bei konstantem Druck wachsender Abstand des Magnetfeldes von der Kathode.

5. Die Erscheinung wird *nicht* beeinflusst, wenn das Netz unterhalb der Kathode, an dessen Maschen das Leuchten vorbeigeleitet, zur Erde geleitet ist, mit der Kathode verbunden ist oder ein besonderes positives und negatives Potential erhält (letzteres schwankte zwischen + und - 100 Volt).

6. Der einzig bemerkbare Einfluß, falls das Netz bestimmtes Potential besitzt, besteht in sekundärer Weise, in dem je nach beschleunigendem oder verzögerndem Potential der Dunkelraum kleiner oder größer, das Kanalstrahlenleuchten stärker oder schwächer, die Leuchterscheinung ebenfalls stärker oder schwächer wird.

7. Das durch Galvanometer zur Erde geleitete Netz zeigt nur den von positiver Ladung der Kanalstrahlen herrührenden Strom an.

8. Bei konstantem Kathodendunkelraum (Gasdruck) bewirkt ein Verstärken des Magnetfeldes eine Verkürzung der Leuchtbahn der diamagnetischen Teile (dieselbe betrug bei schwachem Feld unter günstigen Bedingungen bis zu 12 cm), während dafür die Intensität auf der Leuchtstrecke zunimmt (beschleunigte Anlagerung des Elektrons = verkürzte Leuchtzeit), falls nicht beständig neuer Joddampf unterhalb der Kathode zuströmt.

§ 12. Man ist wohl berechtigt, die Einwirkung des Magnetfeldes auf die Leuchtstrecke und überhaupt die Länge derselben mit der Leuchtzeit in Beziehung zu bringen, da es nicht ersichtlich ist, warum, durch welche Einwirkung nach Passieren der Kathodenöffnung neue Leuchterregung stattfinden soll, da elektrische Ladungen oder Umladungen dabei keine Rolle spielen können.

Es lassen sich daher gewisse Schlüsse ziehen, während welcher Zeit ein solches System: Elektron-Molekül im Zustand seiner Vereinigung, das Bandenspektrum emittiert.

Die in Richtung des Kanalstrahlenbündels laufende Geschwindigkeitskomponente ist so groß, daß sie das betreffende Jodmolekül schon besessen haben muß, als die diamagnetisch ablenkende Wirkung eintrat, — weil letztere zunächst zurückstoßend sein müßte — d. h. wir haben es mit der Geschwindigkeit zu tun, wie sie positive Ionen im Kathodenfall bzw. die Kanalstrahlenteilchen und mitgerissenen neutralen Atome besitzen.

Aus zahlreichen Kanalstrahlenarbeiten von W. Wien, Königsberger, Dechend und Hammer, J. J. Thomson u. a. m. betreffend die Umladungsvorgänge wissen wir, daß die freie Weglänge der Ionen und Moleküle im Kanalstrahlenbündel von gleicher Größenordnung ist, wie sie hier bei der

Leuchtstrecke beobachtet wurde. Legt man nun diesen Jodmolekülen eine Geschwindigkeit bei, wie sie die direkten Geschwindigkeitsmessungen an Kanalstrahlen ergeben haben: $2,5 \times 10^8$ cm in der Sekunde, so ergibt sich als maximale Leuchtzeit eines solchen partiell ionisierten Jodmoleküls (Leuchtweg 12 cm) etwa 5×10^{-8} Sek., d. h. die Zeit von Beginn der Anlagerung des freien Elektrons bis zur vollständigen Vereinigung und Neutralisierung des Jodmoleküls, während welcher das Bandenspektrum emittiert werden kann.

Es ist nach den hier entwickelten Anschauungen klar, daß bei der Fluoreszenzerregung, bei der nicht ein „freies“ Elektron, sondern aus dem Molekül „gelockertes“ das Bandenspektrum bei der Wiederanlagerung aussendet, die Leuchtdauer eine wesentlich kürzere sein wird.

Da ist es interessant, daß bei Versuchen, die Abklingungszeit der Fluoreszenz beim Joddampf zu bestimmen, O. Stern und M. Volmer¹⁾ diese Abklingungszeit, d. h. die Zeit von Beginn der Bandenemission bis zur Abnahme auf den e -ten Teil zu 2×10^{-8} Sek. berechnet haben, also eine Zeit, die etwa halb so groß ist, als sie hier bei elektrischer Erzeugung des gleichen Spektrums gefunden wurde.

Schluß.

Im vorstehenden ist zu zeigen versucht worden, daß man eine Reihe von Erscheinungen, die bei der Fluoreszenz des Joddampfes, seinem Verhalten in ionisiertem Zustand und bei Einwirkung magnetischer Kräfte beobachtet worden sind, ohne daß einfache Erklärungen dafür vorliegen, zwanglos deuten kann, wenn man annimmt, daß das Jodmolekül außer in ionisiertem und ganz neutralem Zustand noch eine längere Zeit in einem Zwischenstadium sich befindet und während dieser Zeit der Umwandlung, die auf 5×10^{-8} Sek. bestimmt wurde, ein Bandenspektrum emittiert.

Eine Anzahl neuer Versuche dienen zur Stütze dieser Auffassung.

Aachen, Physik. Institut d. Techn. Hochschule.

1) O. Stern u. M. Volmer, Physik. Zeitschr. 20. S. 183. 1919.

(Eingegangen 2. November 1920.)

Erläuterungen zu der Spektraltafel des Jods.

Lange Wellen links.

- I Fluoreszenzspektrum bei Anregung durch die gelben und die grüne Quecksilberlinie: Resonanzspektrum: *a* ohne, *b* mit Magnetfeld (2000 Gauss).
- II Fluoreszenzspektrum bei Anregung mit Bogenlicht: Vollständiges Bandenspektrum: *a* ohne, *b* mit Magnetfeld wie bei I. (Die Quecksilberlinien als Vergleichsspektrum.)
- III Bandenspektrum von der positiven Säule bei gleicher Dispersion wie in I und II. Das Spektrum endet nach kurzen Wellen im Grün.
- IV Dasselbe Spektrum der positiven Säule, aber der mittlere Teil in schwachem Magnetfeld (2000 Gauss).
- V Dasselbe mit verstärktem Feld; nur der rote Teil ist noch angedeutet.
- VI Dieselbe Jodröhre mit parallel geschalteter Kapazität und Induktorentladung: Nur Linienspektrum, gleiche Dispersion wie voriges.
- VII u. VIII Dasselbe Spektrum (links) mit geringer Dispersion nebst dem violetten Teil des Spektrums der positiven Säule (=kontinuierlichem Spektrum). VII ohne, VIII mit schwachem Magnetfeld (beginnendes Verschwinden der Banden im Grün, beginnende Linien im ganzen sichtbaren Spektrum).

2. Zur Molekulartheorie der Brechung, Reflexion, Zerstreuung und Extinktion; von W. Bothe.

In meiner 1914 erschienenen Dissertation¹⁾ habe ich gezeigt, daß „Brechung und Reflexion beim Auftreffen einer ebenen Lichtwelle aus dem Vakuum auf ein Dielektrikum in folgendem bestehen: Durch die auffallende Welle wird jedes Molekül des Mediums zu Schwingungen angeregt und sendet daher eine Kugelwelle aus. Diese wirkt wieder in genau derselben Weise auf die übrigen Moleküle, so daß diese Wellen dritter Ordnung aussenden usf. Im Innern des Mediums bildet sich aus allen diesen Kugelwellen zusammen mit der einfallenden Welle durch Interferenz die „gebrochene“ Welle, während außerhalb des Mediums durch Interferenz der Kugelwellen allein untereinander die „reflektierte“ Welle entsteht.“

Die kursivierten Worte sind der Ausdruck des auf Grund einer späteren Arbeit von Oseen²⁾ nach diesem benannten „Auslöschungssatzes“.³⁾ Da trotz des gemeinsamen Grundgedankens, der sich später auch in einer Reihe weiterer Arbeiten von Ewald⁴⁾, Lundblad⁵⁾ u. a. findet, die Fragestellung und daher auch die Methode in beiden Arbeiten eine verschiedene ist, soll im folgenden der Inhalt der wichtigsten Paragraphen meiner Arbeit wiedergegeben werden.⁶⁾ Daran anknüpfend soll alsdann einiges über Zerstreuung und Extinktion hierher Gehörige nachgetragen werden.

1) W. Bothe, Beiträge zur Theorie der Brechung und Reflexion. Dissert. Berlin 1914.

2) C. W. Oseen, Ann. d. Phys. **48**, S. 1. 1915.

3) H. Faxén, Zeitschr. f. Phys. **2**, S. 218. 1920.

4) P. P. Ewald, Ann. d. Phys. **49**, S. 1 u. 117. 1916.

5) R. Lundblad, Ann. d. Phys. **57**, S. 183. 1918.

6) Erst jetzt nach meiner Rückkehr aus dem feindlichen Ausland habe ich die Möglichkeit dazu.

1. *Grundgleichungen.* Die folgenden Betrachtungen unterscheiden sich von denen Oseens dadurch, daß hier der Fall eines durch eine Ebene begrenzten Dielektrikums bei gegebener äußerer Erregung behandelt wird, das Hauptaugenmerk also auf den Vorgang der Brechung und Reflexion gerichtet wird, während bei Oseen das äußere Feld so angesetzt wird, daß allgemein der Einfluß der Grenzflächen aus der Rechnung verschwindet, womit das Hauptgewicht auf die Fortpflanzung einer Welle im Innern fällt.

Es sollen nur solche homogenen isotropen Dielektrika betrachtet werden, bei welchen die Molekelschwerpunkte reine Wahrscheinlichkeitsverteilung aufweisen. Damit sind nicht nur Kristalle ausgeschlossen, sondern auch solche Körper, bei welchen die Molekelabstände von der Größenordnung der Molekeldimensionen (molekularen Wirkungssphäre) sind, denn bei solchen ist wegen der Bedingung, daß der Abstand zweier Molekelschwerpunkte niemals unter eine gewisse Grenze herabgehen kann, überhaupt wegen der Anwesenheit intermolekularer Kräfte die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Schwerpunkte stark gestört, daher also eine so einfache Mittelwertbildung, wie sie zu unseren Grundgleichungen führt, nicht zulässig. Streng genommen gelten also die Betrachtungen nur für unendlich verdünnte Gase. Der Einfachheit halber soll nur eine Molekelgattung mit einer Eigenfrequenz angenommen werden.

Bezeichnungen:

ω_0 Eigenfrequenz.

$\bar{\mu}$ mittleres dielektrisches Moment einer Molekel.

\mathcal{E} mittlere elektrische Feldstärke.

\mathcal{E}' mittlere erregende Feldstärke.

\mathcal{H} mittlere magnetische Feldstärke.

$\mathcal{E}^{(0)} \mathcal{H}^{(0)}$ „äußere“ Feldstärken.

N Dichte der Molekeln.

$(x \ y \ z)$ der Aufpunkt.

$(\xi \ \eta \ \zeta)$ ein Integrationspunkt.

$r^2 = (\xi - x)^2 + (\eta - y)^2 + (\zeta - z)^2.$

$d\tau = d\xi \ d\eta \ d\zeta.$

Die Grundgleichungen unseres Problems sind¹⁾:

$$(1) \quad \ddot{\mathbf{f}} + k\dot{\mathbf{f}} + \omega_0^2 \mathbf{f} = a \mathfrak{E}' \quad (k \text{ und } a \text{ Molekularkonstante}).$$

$$(2) \quad \mathfrak{E} = \mathfrak{E}^{(0)} + \int \text{rot rot} \frac{N \cdot \mathbf{f} \left(t - \frac{r}{c} \right)}{r} d\tau.$$

$$(3) \quad \mathfrak{H} = \mathfrak{H}^{(0)} + \int \frac{1}{c} \text{rot} \frac{d}{dt} \frac{N \cdot \mathbf{f} \left(t - \frac{r}{c} \right)}{r} d\tau.$$

Die räumlichen Differentiationen sind nach $x y z$ auszuführen. Gleichung (2) hat in dieser Form nur einen Sinn für einen Aufpunkt außerhalb des Dielektrikums. Für einen Punkt im Inneren ist eine Kugel um $(x y z)$ mit einem gegen die Wellenlänge kleinen Radius ϱ abzutrennen. Die von dieser Kugel herrührende elektrische Feldstärke hat im Mittel den Wert

$$-\frac{4}{3} \pi N \mathbf{f},$$

so daß für einen Punkt im Innern an die Stelle von (2) tritt:

$$(2a) \quad \mathfrak{E} = \mathfrak{E}^{(0)} + \int_{r>\varrho} \text{rot rot} \frac{N \cdot \mathbf{f} \left(t - \frac{r}{c} \right)}{r} d\tau - \frac{4}{3} \pi N \mathbf{f}.$$

Schließlich besteht zwischen \mathfrak{E} und \mathfrak{E}' die inzwischen vielfach diskutierte²⁾ Lorentzsche Beziehung:

$$(4) \quad \mathfrak{E}' = \mathfrak{E} + \frac{4}{3} \pi N \mathbf{f}.$$

Für nichtdispargierende Dielektrika, die in §§ 2 und 3 ausschließlich betrachtet werden sollen, gehen wegen (4) und (1):

$$\omega_0^2 \mathbf{f} = a \mathfrak{E}',$$

woraus

$$(5) \quad N \mathbf{f} = \frac{1}{4\pi} \frac{3g}{1-g} \mathfrak{E};$$

$$(6) \quad g = \frac{4\pi N a}{3\omega_0^2}$$

1) Die Gleichungen ergeben sich z. B. leicht nach M. Planck, Berliner Ber. 24. S. 470. 1902.

2) R. Lundblad, a. a. O.; H. Faxén, a. a. O.; L. Mandelstam, Physik. Zeitschr. 8. S. 608. 1907; Gans u. Happel, Ann. d. Phys. 29. S. 290. 1909.

folgt, die Gleichungen (2), (2a) und (3) bezüglich über in:

$$(7) \quad \mathfrak{E} = \mathfrak{E}^{(0)} + \frac{1}{4\pi} \frac{3g}{1-g} \int \text{rot rot} \frac{\mathfrak{E} \left(t - \frac{r}{c} \right)}{r} d\tau$$

für das Äußere;

$$(7a) \quad \frac{1}{1-g} \mathfrak{E} = \mathfrak{E}^{(0)} + \frac{1}{4\pi} \frac{3g}{1-g} \int_{r>e} \text{rot rot} \frac{\mathfrak{E} \left(t - \frac{r}{c} \right)}{r} d\tau$$

für das Innere;

$$(8) \quad \mathfrak{H} = \mathfrak{H}^{(0)} + \frac{1}{4\pi} \frac{3g}{1-g} \frac{1}{c} \text{rot} \frac{d}{dt} \int \frac{\mathfrak{E} \left(t - \frac{r}{c} \right)}{r} d\tau.$$

Aus diesen Gleichungen ergeben sich leicht (a. a. O. S. 22) die klassischen Grenzbedingungen mit dem Wert der Dielektrizitätskonstanten:

$$\epsilon = \frac{1+2g}{1-g}.$$

Aus dem Koordinatensystem der $(x y z)$ seien noch durch Drehungen um die z -Achse um die spitzen Winkel α , β , $-\alpha$, $-\beta$ mit $\alpha > \beta$ bzw. die vier weiteren Koordinatensysteme der $(x_1 y_1 z)$. . . $(x_4 y_4 z)$ hergeleitet.

2. *Äußere Reflexion* (Fig. 1). Das Medium nehme den Halbraum der positiven x ein. Das äußere Feld stelle eine ebene Welle dar, welche in der Richtung der x_1 -Achse fortschreitet und in der Einfallsebene polarisiert ist:

$$(9) \quad \left\{ \begin{array}{l} \mathfrak{E}_z^{(0)} = -\mathfrak{H}_{y_1}^{(0)} = E_0 \left(t - \frac{x_1}{c} \right); \\ \mathfrak{E}_{x_1}^{(0)} = \mathfrak{E}_{y_1}^{(0)} = \mathfrak{H}_{x_1}^{(0)} = \mathfrak{H}_z^{(0)} = 0. \end{array} \right.$$

Die Welle habe eine Front, die zur Zeit $t = 0$ durch den Nullpunkt geht, so daß E_0 für negative Werte des Argumentes verschwindet.

Als Ansatz für \mathfrak{E} diene eine in der $(x y)$ -Ebene polarisierte ebene Welle, die parallel der x_2 -Achse fortschreitet. Zwischen der Geschwindigkeit q dieser Welle und den Winkeln α und β muß, wie rein geometrisch aus dem Wellencharakter des Vorganges folgt, die Beziehung bestehen:

$$(10) \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{c}{q} = n.$$

Es sei also

$$(11) \quad \mathfrak{E}_z = E \left(t - n \frac{x_2}{c} \right); \quad \mathfrak{E}_{x_2} = \mathfrak{E}_{y_2} = 0.$$

Geometrisch ist auch leicht einzusehen, daß die \mathfrak{E} -Welle eine Front haben muß, die gleichzeitig mit derjenigen der $\mathfrak{E}^{(0)}$ -Welle durch den Nullpunkt geht, so daß auch E für negative Werte des Argumentes verschwindet. Ferner fordert die Bedingung des dispersionsfreien Vorganges:

$$(12) \quad E(0) = 0; \quad \dot{E}(0) = 0.$$

In die Integrale unserer Gleichungen (7), (7a) und (8) geht E mit dem Argument \tilde{u}/c ein, wenn man

$$c t - r - n \xi_2 = u$$

setzt. Jede Gleichung $u = \text{const.}$ stellt eine Fläche dar von der Eigenschaft, daß die von ihren Punkten ausgehenden

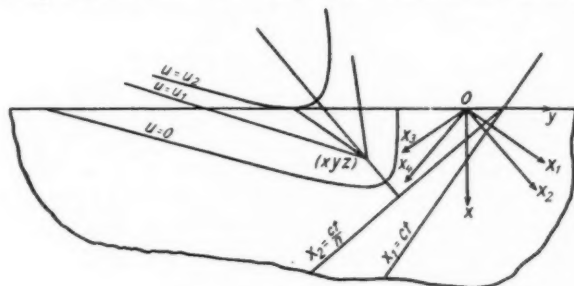


Fig. 1.

Sekundärwellen sämtlich mit gleicher Phase im Aufpunkt eintreffen. Sie bildet die eine Schale eines zweischaligen Rotationshyperboloids, dessen Achse durch $(x y z)$ parallel zur x_2 -Achse verläuft. Der halbe Asymptotenwinkel ϑ ist gegeben durch

$$(13) \quad \cos \vartheta = \frac{1}{n}.$$

Alle Flächen $u = \text{const.}$ sind also konaxial und ähnlich, aber nicht konzentrisch. Da nach (10) und (13)

$$\beta + \vartheta < \frac{\pi}{2}$$

ist, schneiden alle Flächen die Grenzebene $\xi = 0$ in (reellen oder imaginären) Ellipsen. Daher ist das Integrationsgebiet

endlich, es wird begrenzt durch die Fläche $u = 0$ und die Ebene $\xi = 0$. Liegt der Punkt $(x y z)$ im Medium zwischen den Ebenen $x = 0$ und $x_2 = \frac{ct}{n}$ (Front der \mathfrak{E} -Welle), so ist er derjenige Brennpunkt der Fläche $u = 0$, der innerhalb dieser Fläche liegt (Fig. 1); liegt der Aufpunkt aber vor der Front der \mathfrak{E} -Welle, so ist er der andere Brennpunkt. In jedem Falle ist die Front der \mathfrak{E} -Welle die zu $(x y z)$ als Brennpunkt gehörige Direktrix der Fläche $u = 0$. In bezug auf die Lage des Aufpunktes teilen wir den Raum in vier Gebiete:

1. $x > 0$; $x_2 < \frac{ct}{n}$ (im Körper zwischen der Grenzfläche und der Front der \mathfrak{E} -Welle).
2. $x_2 > \frac{ct}{n}$; $x_1 < ct$ (im Körper zwischen den Fronten der \mathfrak{E} - und $\mathfrak{E}^{(0)}$ -Welle).
3. $x > 0$; $x_1 > ct$ (im Körper vor der Front der $\mathfrak{E}^{(0)}$ -Welle).
4. $x < 0$ (außerhalb des Körpers).

1. Gebiet. Die Hauptaufgabe ist, Gleichung (7a) für das 1. Gebiet als dasjenige nichtverschwindender E -Werte zu befriedigen. Die x_2 - und y_2 -Komponenten des Integrals verschwinden, weil die Integranden ungerade Funktionen von ζ sind. Damit ist (7a) für diese Komponenten von vornherein erfüllt. Die z -Komponente \mathfrak{I}_z des Integrals können wir schreiben:

$$(14) \quad \mathfrak{I}_z = \int_{r>0} \text{rot}_z \text{rot} \frac{\mathfrak{E} \left(t - \frac{r}{c} \right)}{r} d\tau = \mathfrak{I}_1 + \mathfrak{I}_2,$$

$$\mathfrak{I}_1 = \int_{r>0} \frac{\partial^2}{\partial \lambda^2} \frac{E \left(\frac{u}{c} \right)}{r} d\tau,$$

$$\mathfrak{I}_2 = - \int_{r>0} \Delta \frac{E \left(\frac{u}{c} \right)}{r} d\tau.$$

Da sowohl z wie ζ nur in r auftritt, ist auch:

$$\mathfrak{I}_1 = \int_{r>0} \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2} \frac{E \left(\frac{u}{c} \right)}{r} d\tau = - \int \frac{\partial}{\partial \zeta} \frac{E \left(\frac{u}{c} \right)}{r} \cos(\nu \zeta) d\sigma,$$

wo $d\sigma$ das Element der Begrenzungsfläche unseres Integrationsgebietes, $(\nu\zeta)$ der Winkel zwischen der ins Innere des Integrationsraumes gerichteten Normalen zur Begrenzungsfläche und der ζ -Achse ist. Für die Grenzfläche des Mediums ist wegen $\cos(\nu\zeta) = 0$, für die Fläche $u = 0$ wegen (12) der Integrand $= 0$, so daß nur über die Kugelfläche $r = \varrho$ zu integrieren ist. Dies liefert:

$$(15) \quad \mathfrak{I}_1 = \frac{4}{3} \pi E \left(t - n \frac{x_1}{c} \right).$$

Zur Berechnung von \mathfrak{I}_2 führen wir als Koordinaten ein: u , r und das Azimut φ bezogen auf die Rotationsachse des Hyperboloids $u = 0$ und von der Ebene $\zeta = z$ an gerechnet. Dann wird

$$d\tau = \frac{r}{n} du d\varphi dr$$

und, da für $\frac{1}{r} E\left(\frac{u}{c}\right)$ die „Wellengleichung“ gilt:

$$(16) \quad \left\{ \begin{aligned} \mathfrak{I}_2 &= -\frac{1}{c^2} \int \frac{d\tau}{r} \frac{d^2}{dt^2} E\left(\frac{u}{c}\right) = -\frac{1}{n} \iiint \frac{d^2}{du^2} E\left(\frac{u}{c}\right) du d\varphi dr \\ &= -\frac{1}{n} \left[\frac{d}{du} E\left(\frac{u}{c}\right) \iint d\varphi dr \right]_0^{u_2} \\ &\quad + \frac{1}{n} \int_0^{u_2} du \frac{d}{du} E\left(\frac{u}{c}\right) \cdot \frac{d}{du} \iint d\varphi dr, \end{aligned} \right.$$

wo die obere Integrationsgrenze für u mit u_2 bezeichnet ist. $u = u_2$ ist offenbar diejenige Fläche, welche die Grenzebene berührt, für welche also $\iint d\varphi dr$ verschwindet. Andererseits verschwindet dE/du für $u = 0$ wegen (12). Daher ist der erste Term von \mathfrak{I}_2 gleich 0. Bei der Ausrechnung von

$$\frac{d}{du} \iint d\varphi dr$$

im zweiten Term spielen außer $u = 0$ folgende Flächen $u = \text{const.}$ eine ausgezeichnete Rolle:

1. Diejenige Fläche $u = u_1$, welche den Aufpunkt selbst zum Scheitel hat. Sie ist ein Kreiskegel mit der Gleichung:

$$u_1 = ct - n x_2.$$

Ihr benachbart sind die beiden Flächen $u = u_3$ und $u = u_4$ ($u_3 < u_4$), welche die Kugel $r = \varrho$ berühren.

2. Von besonderem Interesse ist die schon erwähnte Fläche $u = u_2$. Man findet (bezüglich der Einzelheiten der zu besonderen Bemerkungen keinen Anlaß gebenden Rechnung sei auf die Originalarbeit verwiesen):

$$u_2 = ct - x_1,$$

und für den Abstand r_2 des Berührungspunktes vom Aufpunkt:

$$r_2 = \frac{x}{\cos \alpha}.$$

Geometrisch hat dieses Resultat die merkwürdige Bedeutung, daß r_2 parallel der Fortpflanzungsrichtung der $\mathbb{E}^{(0)}$ -Welle gerichtet ist. Dies deutet schon auf die Interferenz der Sekundärwellen mit der einfallenden Welle hin.

Die Ausrechnung ergibt jetzt für:

$$(17) \quad \begin{aligned} 0 < u < u_3: \quad \frac{d}{du} \iint d\varphi dr &= -\frac{2\pi n}{n^2 - 1} \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} - 1 \right), \\ u_3 < u < u_4: \quad \frac{d}{du} \iint d\varphi dr &= -\frac{2\pi n}{n^2 - 1} \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta}, \\ u_4 < u < u_2: \quad \frac{d}{du} \iint d\varphi dr &= -\frac{2\pi n}{n^2 - 1} \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} + 1 \right). \end{aligned}$$

Es zeigt sich also, daß u nur als Argument von E unter dem Integralzeichen auftritt, dadurch wird es unnötig, für die Form von E speziellere Annahmen zu machen. Führt man jetzt die Integration hinsichtlich u über die drei Intervalle einzeln aus und geht für $\varrho = 0$ zur Grenze über, so wird $u_3 = u_4 = u_1$ und

$$\mathfrak{S}_2 = \frac{4\pi}{n^2 - 1} E \left(t - n \frac{x_1}{c} \right) - \frac{2\pi}{n^2 - 1} \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} + 1 \right) E \left(t - \frac{x_1}{c} \right),$$

$$\mathfrak{S}_2 = \mathfrak{S}_1 + \mathfrak{S}_2 = \frac{4\pi}{3} \frac{n^2 + 2}{n^2 - 1} E \left(t - n \frac{x_1}{c} \right) - \frac{2\pi}{n^2 - 1} \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} + 1 \right) E \left(t - \frac{x_1}{c} \right),$$

in Worten: alle von den Molekeln ausgesandten Sekundärwellen setzen sich zusammen zu zwei ebenen Wellen, von denen die eine parallel x_2 mit der Geschwindigkeit c/n fortschreitet, die andere aber dieselbe Fortpflanzungsrichtung und -geschwindigkeit wie die einfallende $\mathbb{E}^{(0)}$ -Welle hat. Unsere Gleichung (7a) ist erfüllt, wenn die Form dieser zweiten Welle eine solche ist, daß sie die $\mathbb{E}^{(0)}$ -Welle gerade kompensiert, d. h. wenn

$$E_0 - \frac{1}{2} \frac{1}{n^2 - 1} \cdot \frac{3g}{1 - g} \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} + 1 \right) E = 0$$

ist. Dann folgt:

$$\frac{1}{1-g} E = \frac{n^2+2}{n^2-1} \cdot \frac{g}{1-g} E,$$

was für n den Wert liefert:

$$(18) \quad n = \sqrt{\frac{1+2g}{1-g}} = \sqrt{\varepsilon}.$$

Damit wird:

$$(19) \quad E = \frac{s}{n} E_0; \quad s = \frac{\sin 2\alpha}{\sin(\alpha + \beta)}.$$

Für die magnetische Feldstärke liefern (8) und (9) die Gleichungen:

$$(20) \quad \mathfrak{H}_z = 0, \\ \mathfrak{H}_{x_2} = E_0 \sin(\alpha - \beta) + \frac{1}{4\pi} \frac{3g}{1-g} \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t \partial y_2} \int \frac{d\mathbf{r}}{r} E\left(\frac{u}{c}\right).$$

Andererseits ergeben (7a), (14), (15) und (16):

$$(21) \quad E = E_0 - \frac{1}{4\pi} \frac{3g}{1-g} \frac{1}{c^2} \frac{d^2}{dt^2} \int \frac{d\mathbf{r}}{r} E\left(\frac{u}{c}\right).$$

Aus den letzten beiden Gleichungen folgt:

$$\frac{d\mathfrak{H}_{x_2}}{dt} = \frac{dE_0}{dt} \sin(\alpha - \beta) + c \frac{\partial E_0}{\partial y_1} = 0$$

wegen

$$\frac{\partial E_0}{\partial y_2} = -\frac{1}{c} \frac{dE_0}{dt} \cdot \frac{\partial x_1}{\partial y_1},$$

und da der Anfangswert von $\mathfrak{H}_{x_2} = 0$ ist:

$$(22) \quad \mathfrak{H}_{x_2} = 0.$$

Die dritte \mathfrak{H} -Komponente endlich wird:

$$\mathfrak{H}_{y_2} = -E_0 \cos(\alpha - \beta) - \frac{1}{4\pi} \frac{3g}{1-g} \frac{1}{c} \frac{\partial^2}{\partial t \partial x_2} \int \frac{d\mathbf{r}}{r} E\left(\frac{u}{c}\right),$$

was, wieder mit (21) kombiniert, ergibt:

$$\frac{d\mathfrak{H}_{y_2}}{dt} = c \frac{\partial E}{\partial x_2} - c \frac{\partial E_0}{\partial x_2} - \frac{dE_0}{dt} \cos(\alpha - \beta).$$

Die beiden letzten Glieder heben sich wieder auf:

$$(23) \quad \frac{d\mathfrak{H}_{y_2}}{dt} = -n \frac{dE}{dt}, \\ \mathfrak{H}_{y_2} = -n E = -s E_0 = s \mathfrak{H}_{y_1}^{(1)}.$$

Die Integrationskonstante verschwindet wieder wegen der Anfangsbedingungen. Das System der Gleichungen (10), (11), (18), (19), (20), (22), (23) stellt die Brechungsgesetze der klassischen Theorie dar.

2. Gebiet. Daß jetzt für das 2. Gebiet unsere Grundgleichungen erfüllt sind, würde eine Rechnung ergeben, die sich von derjenigen für das 1. Gebiet nur dadurch unterscheidet, daß $u_1 < 0$ wird, also nicht mehr in den Integrationsbereich fällt. Auf diese Weise bleibt von den beiden Wellen, zu welchen sich im 1. Gebiet die Sekundärwellen zusammensetzen, nur diejenige übrig, welche die einfallende Welle aufhebt. Einfacher zeigt jedoch folgende Überlegung, daß im 2. Gebiet das Feld verschwinden muß: Es hindert nichts, als Fronten für die $\mathfrak{E}^{(0)}$ - und \mathfrak{E} -Welle die Ebenen:

$$x_1' = ct + a \quad \text{und} \quad x_2' = \frac{ct + a}{n}$$

zu betrachten, wo a eine positive Strecke ist. Dann muß auch für die den Wellen vorne angefügten Teile immer noch

$$E\left(t - n \frac{x_2}{c}\right)$$

proportional

$$E_0\left(t - \frac{x_1}{c}\right)$$

bleiben, und da letzterer Ausdruck $= 0$ ist, muß auch der erstere verschwinden. So zeigt sich, daß die von Sommerfeld¹⁾ berechneten „Vorläufer“, welche gerade das 2. Gebiet ausfüllen sollten, bei dispersionsfreien Vorgängen verschwinden, wie es übrigens auch die klassische Theorie ergibt.

3. Gebiet. Für dieses verschwindet der Integrationsbereich, womit unsere Grundgleichungen erfüllt sind.

4. Gebiet. Das Integral \mathfrak{J}_2' der rechten Seite von (7) berechnet sich wie oben \mathfrak{J}_2 , nur mit dem Unterschied, daß, wie die Rechnung ergibt, die obere Grenze für u jetzt wird:

$$u_2' = ct + x_3,$$

ferner \mathfrak{J}_1 entfällt und u_1 als ausgezeichneter u -Wert fortfällt, so daß für das ganze Integrationsgebiet (17) gilt. Somit wird:

$$\mathfrak{J}_2' = -\frac{2\pi}{n^2 - 1} \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} - 1 \right) E\left(t + \frac{x_2}{c}\right)$$

1) A. Sommerfeld, Weber-Festschrift 1912.

und wegen (18) und (19):

$$\mathfrak{E}_z = E_0 \left(t - \frac{x_1}{c} \right) - \frac{1}{2} \left(\frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} - 1 \right) \frac{1}{n} \frac{\sin 2\alpha}{\sin(\alpha + \beta)} E_0 \left(t + \frac{x_3}{c} \right).$$

Der erste Summand stellt die (jetzt nicht ausgelöschte) einfallende Welle dar, der zweite

$$(24) \quad \mathfrak{E}_z^{(1)} = -\sigma E_0 \left(t + \frac{x_3}{c} \right); \quad \sigma = \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)}$$

die in der Richtung der negativen x_3 fortschreitende „reflektierte“ Welle. Analog wie oben wird in entsprechender Bezeichnung:

$$(25) \quad \mathfrak{E}_{x_2}^{(1)} = \mathfrak{E}_{y_2}^{(1)} = \mathfrak{H}_{x_2}^{(1)} = \mathfrak{H}_{y_2}^{(1)} = 0,$$

$$(26) \quad \mathfrak{H}_{y_2}^{(1)} = \sigma \mathfrak{H}_{y_1}^{(0)} \left(t + \frac{x_3}{c} \right).$$

(24), (25), (26) sind wieder die Formeln, zu welchen die klassische Theorie führt.

3. *Innere Reflexion* (Fig. 2). Das Dielektrikum habe die Form eines Prismas, welches begrenzt wird von den beiden Ebenen $x = 0$ und $x_4 = 0$, das äußere Feld $\mathfrak{E}^{(0)} \mathfrak{H}^{(0)}$ stelle

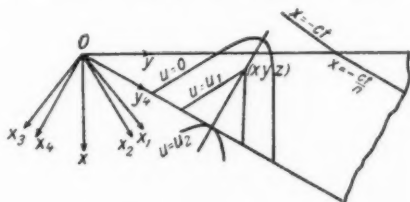


Fig. 2.

eine Welle von den Eigenschaften des vorigen Paragraphen dar, welche sich parallel der negativen x_4 -Achse fortpflanzt. Die Berechnung, die analog der des vorigen Paragraphen durchzuführen ist (die Integrale lassen sich leicht auf die dort ausgewerteten zurückführen), zeigt, daß man, um (7a) zu befriedigen, für das Innere zwei \mathfrak{E} -Wellen mit der Geschwindigkeit c/n ansetzen muß, von denen die eine $\mathfrak{E}^{(e)}$ parallel x_4 , die andere $\mathfrak{E}^{(r)}$ parallel x_2 fortschreitet. Die erste Welle ist als „einfallende“ in bezug auf die Grenzfläche $x = 0$, die zweite als „reflektierte“ zu deuten. Dabei ist durch passende Wahl

der geometrischen Verhältnisse leicht zu erreichen, daß die wiederholte Reflexion im Innern sowie die Beugung an der Kante des Prismas ohne Einfluß auf die Betrachtungen bleiben. Fig. 2 stellt diesen Fall schematisch dar. Dabei ist

$$ct - r + n \xi_4 = u$$

gesetzt. Die Intensitätsverhältnisse ergeben sich in Übereinstimmung mit der klassischen Theorie aus:

$$(27) \quad \begin{cases} \mathfrak{E}_z^{(e)} = \frac{2}{n+1} \mathfrak{E}_z^{(0)}; & \mathfrak{H}_{y_1}^{(e)} = \frac{2n}{n+1} \mathfrak{H}_{y_1}^{(0)}, \\ \mathfrak{E}_z^{(r)} = \sigma \mathfrak{E}_z^{(e)}; & \mathfrak{H}_{y_2}^{(r)} = -\sigma \mathfrak{H}_{y_1}^{(e)}. \end{cases}$$

Für das Vakuum $x < 0$ ergibt sich der Wert der z -Komponente des Integrals in (7) zu

$$-\frac{2\pi}{n-1} \mathfrak{E}_z^{(e)} \left(t + \frac{x_4}{c} \right) + \frac{2\pi}{n^2-1} \frac{4 \operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \alpha + \operatorname{tg} \beta} \mathfrak{E}_z^{(e)} \left(t + \frac{x_3}{c} \right).$$

Die von den Molekeln emittierten Sekundärwellen setzen sich, diesmal im Vakuum, zu zwei Wellen zusammen, die sich parallel $-x_4$ und $-x_3$ fortpflanzen. Die erste Welle hebt wieder das äußere Feld $\mathfrak{E}^{(0)} \mathfrak{H}^{(0)}$ genau auf, wie sich mit Benutzung von (27) leicht ergibt. Es resultiert aus (7):

$$\mathfrak{E}_z = n s' \mathfrak{E}_z^{(e)} \left(t + \frac{x_3}{c} \right); \quad s' = \frac{\sin 2\beta}{\sin(\alpha + \beta)}, \quad \text{usw.}$$

4. *Dispersion.* Ist die Bedingung des dispersionsfreien Vorganges nicht erfüllt, so muß man zu reinen Sinuswellen übergehen, um die (5) entsprechende Beziehung zwischen \mathfrak{j} und \mathfrak{E} aufstellen zu können. Im übrigen ändert sich an der ganzen Rechnung nichts weiter, als daß die Wellenfronten ins Unendliche rücken, was aber ohne Einfluß bleibt. Sind \mathfrak{E} , \mathfrak{E}' und \mathfrak{j} Vektorfunktionen von der Form

$$\mathfrak{F}(x, y, z) e^{i\omega t},$$

so folgt aus (1) und (4), wenn man

$$\frac{4\pi}{3} \frac{Na}{\omega_0^2 - \omega^2 + i k \omega} = \frac{\omega_0^2 g}{\omega_0^2 - \omega^2 + i k \omega} = g'$$

setzt:

$$(28) \quad N \mathfrak{j} = \frac{1}{4\pi} \frac{3g'}{1-g'} \mathfrak{E}.$$

Man sieht, daß alle Resultate erhalten bleiben, wenn man g durch g' ersetzt. Für den Brechungsexponenten erhält man analog (18):

$$(29) \quad n = \nu + i\kappa = \sqrt{\frac{1+2g'}{1-g'}} = \sqrt{\frac{\omega_0^2(1+2g) - \omega^2 + ik\omega}{\omega_0^2(1-g) - \omega^2 + ik\omega}}.$$

5. *Zerstreuung.*¹⁾ Die dargelegte Auffassung von der Natur optischer Vorgänge in Nichtleitern gestattet, in einfacher Weise die Zerstreuung des Lichtes zu behandeln und in Beziehung zu setzen zur regulär fortschreitenden Erregung. Die molekulartheoretische Herleitung der Fortpflanzungs-, Brechungs- und Reflexionsgesetze beruht letzten Endes auf Prinzipien der Wahrscheinlichkeitsrechnung. Bezeichnet man als „Elementarvolumen $d\tau$ “ ein Volumen, dessen Dimensionen klein gegen die Wellenlänge und klein gegen den Molekelabstand sind, als „Mittelungsbereich“ dagegen einen (sehr viele Molekeln enthaltenden) Raumteil von solcher Gestalt und Lage, daß irgendeine mikroskopisch definierte Größe, über ihn gemittelt, einen von der Größe des Bereiches wesentlich unabhängigen Mittelwert besitzt, so sind im Sinne der Fehlertheorie die Elementarvolumina als „Elementarfehlerquellen“ aufzufassen, die einen „Elementarfehler“ (elektrische oder magnetische Feldstärke) mit der Wahrscheinlichkeit $N d\tau$ hervorrufen. (Daß die Feldstärken sich wie Fehler verhalten, beruht auf der Homogenität und Linearität der elektrodynamischen Grundgleichungen.) Der Berechnung der mittleren Feldstärken liegt der Satz zugrunde, daß *die mittleren Fehler unabhängiger Fehlerquellen sich summieren*. Als Mittelungsbereiche sind dabei im obigen Falle um alle Punkte im Vergleich zur Wellenlänge sehr dünne prismatische Räume parallel zur z -Achse zu denken, welche sehr viele Molekeln enthalten, und innerhalb welcher alle in Betracht kommenden Punkte gleichzeitig und unter Wahrung der geometrischen Verhältnisse verschiebbar zu denken sind. Die Unterscheidung von Elementarvolumen und Mittelungsbereich lehrt, daß die vielfach offen oder versteckt auftretende Voraussetzung: „Wellenlänge groß gegen Molekelabstand“,

1) Die folgenden Paragraphen sind bis auf die Literaturhinweise einer Untersuchung entnommen, die bereits mehrere Jahre zurückliegt, aber ebenfalls aus dem oben angeführten Grunde nicht veröffentlicht werden konnte.

überflüssig ist, die *Gesetze der Fortpflanzung, Brechung und Reflexion* gelten für beliebige dünne Medien.

Ein zweiter, leicht zu beweisender¹⁾ Satz der Fehlertheorie sagt aus, daß beim Zusammenwirken unabhängiger Fehlerquellen sich auch die mittleren Quadrate der Abweichungen vom mittleren Fehler summieren. Faßt man die von einem $d\tau$ möglicherweise im Aufpunkte hervorgerufene elektrische Feldstärke e als Elementarfehler mit der Wahrscheinlichkeit $N d\tau$ auf, so ist der mittlere Elementarfehler $e N d\tau$, daher das mittlere Quadrat der Abweichungen von diesem:

$$(e - e N d\tau)^2 N d\tau + (e N d\tau)^2 (1 - N d\tau),$$

oder, wenn man höhere Potenzen von $d\tau$ fortläßt, $e^2 N d\tau$. Wendet man den zitierten Satz an auf einen unendlich dünnen Kegel mit dem Aufpunkte als Spitze, so ergibt sich, daß die in dem Kegel enthaltenen Oszillatoren im Aufpunkte außer ihrem Beitrag zur gerichteten Welle eine elektrische Feldstärke erzeugen, deren Quadrat im (räumlichen) Mittel gleich $N \int e^2 d\tau$ über den Kegel ist. Sieht man von den Oszillatoren ab, deren Entfernung so klein ist, daß sie einen mehr oder weniger strahlungsunähnlichen Vorgang hervorrufen, so ist e senkrecht zum Kegel gerichtet, und der gefundene Ausdruck stellt die durch den Elementarkegel diffus gestrahlte Energie dar. Während also die von den Oszillatoren ausgehenden Sekundärwellen in der Richtung der Primärwelle interferieren, verhalten sie sich in jeder anderen Richtung im Mittel wie inkohärente Strahlungsquellen, ihre *Intensitäten* addieren sich. — Ein Unterschied gegen die Auffassung Lord Rayleighs²⁾ besteht darin, daß dieser unter Berücksichtigung der Wärmebewegung über die Zeit mittelt, während nach dem Obigen die Inkohärenz der Sekundärwellen auch bei ruhenden Molekeln erhalten bleibt, wenn man den Mittelwert über einen Raum nimmt, der praktisch ebenso verschwindend klein ist wie bei Lord Rayleigh die Zeit eines Phasenwechsels.³⁾

1) Vgl. z. B. M. W. Crofton, Lond. Trans. **160**. S. 175. 1870, wo der Satz aus dem Gange des Beweises für das Fehlergesetz abstrahiert werden kann.

2) Lord Rayleigh, Phil. Mag. **41**. S. 107. 1871.

3) J. Larmor (Phil. Mag. **37**. S. 161. 1919) hält ebenfalls an der Notwendigkeit fest, die Wärmebewegung heranzuziehen.

Für schwache Zerstreuung können die Dipolmomente nicht wesentlich um ihren Mittelwert schwanken, da diese Schwankungen erst durch die zerstreute Strahlung verursacht werden. Wir nehmen deshalb für eine reine Sinuswelle von der Wellenlänge λ die Dipolamplituden gleichmäßig gleich \mathfrak{f}_0 an. Ein kleines Volumen V im Koordinatenanfang erzeugt im Aufpunkt mit den Polarkoordinaten r, ϑ (Winkel zwischen r und primärer Strahlenrichtung), φ (Azimut von der Richtung \mathfrak{f}_0 aus gerechnet) die Intensität:

$$J = \frac{2\pi^3 c N V \mathfrak{f}_0^2}{\lambda^4 r^2} (1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \vartheta).$$

Aus (28) und (29) folgt:

$$N \mathfrak{f} = \frac{n^2 - 1}{4\pi} \mathfrak{E},$$

und daraus, wenn \mathfrak{E}_0 die reelle Amplitude von \mathfrak{E} bezeichnet:

$$N \mathfrak{f}_0 = \frac{|n^2 - 1|}{4\pi} \mathfrak{E}_0.$$

Die Intensität der primären Welle ist:

$$J_0 = \frac{c \nu}{8\pi} \mathfrak{E}_0^2,$$

mithin:

$$\mathfrak{f}_0^2 = \frac{8\pi}{c \nu} \left(\frac{|n^2 - 1|}{4\pi N} \right)^2 J_0.$$

Damit wird:

$$(30) \quad J = \frac{\pi^2 V |n^2 - 1|^2}{N r^2 \lambda^4 \nu} J_0 (1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \vartheta).$$

Bei natürlichem Licht werden die einzelnen Wellenlängen unabhängig voneinander zerstreut, da bei der Bildung des zeitlichen Mittelwertes von e^2 die doppelten Produkte der Glieder der Fourierschen Reihe wegen der Inkohärenz der einzelnen Schwingungszahlen verschwinden. Gleichung (30) muß wieder für alle Verhältnisse von Molekelabstand zu Wellenlänge gelten, solange die Bedingung der reinen Wahrscheinlichkeitsverteilung der Molekeln erfüllt ist. Die Formel bestätigen die kürzlich von Lord Rayleigh d. J.¹⁾ ausgeführten Versuche über die Intensität des Opaleszenzlichtes in Gasen:

1) R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. 95. S. 155. 1919.

Polarisation¹⁾, Abhängigkeit vom Brechungsexponenten und der Dichte zeigten sich im Einklang mit der Theorie. Mit zunehmender Verteilungsdichte wächst die zerstreute Intensität proportional N , während ihr Verhältnis zur gerichteten Sekundärstrahlung (Reflexion) proportional N^{-1} abnimmt, ebenso wie in der Fehlertheorie für einseitige Elementarfehler das Quadrat des Präzisionsmaßes proportional der Zahl der Fehlerquellen ist, während sein Verhältnis zum Quadrat des mittleren Fehlers umgekehrt proportional dieser Zahl ist.

Weisen die Dipolamplituden erhebliche Schwankungen auf, so bedeutet dies, daß die Intensität der zerstreuten Strahlung von derselben Größenordnung wie die der primären ist. Die Schwankungen von f_0 kann man dann in der Weise berücksichtigen, daß man die abermalige Zerstreuung der diffusen Strahlung, die „sekundäre Diffusion“ berechnet. Diese kann beträchtlich werden, wenn entweder die pro Volumeinheit emittierte Energie sehr groß ist oder das Medium sehr ausgedehnt ist (Sonnenstrahlung in der Atmosphäre.²⁾ Der erste Fall tritt ein bei der Resonanzstrahlung, wo die Dipolamplituden sehr groß werden. Da die sekundäre Diffusion wieder eine tertiäre verursacht usf., werden die Verhältnisse sehr unübersichtlich, Richtungseffekte wie die Polarisation können ganz aufgehoben werden, wie es in der Tat die Versuche von Wood³⁾ zeigen. Doch ist zu betonen, daß die Resonanzstrahlung dem Wesen nach identisch ist mit der von Lord Rayleigh beobachteten Opaleszenzstrahlung, beide sind in Gleichung (30) enthalten.

6. *Extinktion.* Aus einer unendlich dünnen Schicht dx in der Wellenebene sei ein Stück vom Flächeninhalt 1, also vom Volumen dx herausgeschnitten. Die gesamte von ihm in Gestalt diffuser Strahlung emittierte Energie ergibt sich aus (30) durch Integration über die Kugeloberfläche vom Radius r zu:

$$\frac{dx}{N} \cdot \frac{8\pi^3 |n^2 - 1|^2}{3\lambda^4 \nu} J_0.$$

1) Beim Helium, welches erst nur 58 Proz. Polarisation zeigte, hat eine verbesserte Versuchsanordnung vollkommene Polarisation ergeben (Nature **104**, S. 412. 1919).

2) Soret, Arch. d. Sciences phys. et nat. **20**, S. 439. 1888.

3) Vgl. Lord Rayleigh, Nature **104**, S. 276. 1909.

Die in das Volumen pro Zeiteinheit eintretende Energie ist J_0 . Dieser wird der angegebene Betrag $= -dJ_0$ auf der Strecke dx entzogen, daher wird der Extinktionskoeffizient:

$$(31) \quad \mu = -\frac{1}{J_0} \frac{dJ_0}{dx} = \frac{8\pi^3 |n^2 - 1|^2}{3N\lambda^4 \nu}.$$

Ist der Brechungsexponent reell, so wird:

$$\mu = \frac{8\pi^3(\nu^2 - 1)^2}{3N\lambda^4 \nu},$$

d. i. der von Planck¹⁾ gefundene Wert. Ist ν wenig von 1 verschieden, so wird:

$$\mu = \frac{1}{N} \cdot \frac{32\pi^3(\nu - 1)^2}{3\lambda^4},$$

d. i. die Rayleighsche Formel.

Ist diese Schlußweise richtig, so muß derselbe Wert μ sich aus der Dispersionsformel ergeben, wenn man die Dämpfungskonstante für reine Strahlungsdämpfung einsetzt. Die von einem Oszillator in der langen Zeit t emittierte Energie ist:

$$\frac{\omega^4 \tilde{f}_0^2}{3c^3} t.$$

Andererseits ist die gegen die dämpfende Kraft geleistete Arbeit, wenn e die Ladung, m die Masse des schwingenden Teilchens, also $a = e^2/m$ die Konstante der rechten Seite von (1) ist:

$$\int \frac{m}{e} k \dot{f} \cdot \frac{d\dot{f}}{e} = \frac{mk}{e^2} \int \dot{f}^2 dt = \frac{mk \tilde{f}_0^2 \omega^2}{2e^2} t,$$

somit durch Vergleichung beider Ausdrücke:

$$k = \frac{2e^2 \omega^2}{3m c^3} = \frac{2a \omega^2}{3c^3} = \frac{\omega^2 \omega_0^2 g}{2\pi N c^3}$$

wegen (6). Daß der Ausdruck ω enthält, also keine Konstante des Oszillators ist, rührt daher, daß das Dämpfungsglied nicht in der strengen Form angesetzt wurde, in welcher es proportional \dot{f} wäre.²⁾ Es ergibt sich aus (29):

$$n^2 - 1 = \frac{3\omega_0^2 g}{\omega_0^2 - \omega^2 - \omega_0^2 g + i k \omega},$$

1) M. Planck, Berl. Ber. 1904. S. 749.

2) M. Planck, Wied. Ann. 60. S. 593. 1897.

daraus durch Gleichsetzen der imaginären Teile:

$$2\nu\kappa = - \frac{3\omega_0^2 g k \omega}{(\omega_0^2 - \omega^2 - \omega_0^2 g)^2 + k^2 \omega^2} = - \frac{k \omega |n^2 - 1|^2}{3\omega_0^2 g}$$

und durch Einsetzen des obigen Wertes von k der Extinktionskoeffizient:

$$\mu = - \frac{2\pi\omega}{c} = \frac{\omega^4 |n^2 - 1|^2}{6\pi N c^4 \nu}$$

in Übereinstimmung mit dem oben gefundenen Ausdruck.

Ebenso wie die Resonanzstrahlung dem Wesen nach eine nur besonders intensive Opaleszenzstrahlung ist, ist auch die selektive Absorption nicht wesensverschieden von der Absorption bei normaler Dispersion, beide werden durch die Formel (31) gegeben. Daher ist die Fortlassung des Dämpfungsgliedes aus der Schwingungsgleichung nicht zulässig, sie verstößt gegen das Energieprinzip. Die Absorption, zu welcher man für $k=0$ gelangt, ist zwar auf das Gebiet anomaler Dispersion beschränkt, doch hat dies höchstens formale, keinesfalls eine physikalische Bedeutung. Nur wenn das Medium unendlich feine Struktur hat, fällt k aus dem Resultat heraus, Zerstreuung und Extinktion verschwinden, aber auch die selektive Absorption: läßt man bei festgehaltenem ν in (31) $N = \infty$ werden, so wird $\mu = 0$ für jedes ν . Oseen¹⁾ gelangt zu einer Schwingungsgleichung ohne Dämpfungsglied, doch ist seine Beweisführung bereits früher von Gans und Happel²⁾ widerlegt worden.

Die Opaleszenzstrahlung im Zusammenhang mit der Extinktion behandeln zwei Arbeiten von Einstein³⁾ und Lundblad⁴⁾, die letztere am vollständigsten. Beide gehen nicht auf das eigentlich zugrunde liegende Prinzip zurück, die Rechnung wird auf ein Volumen bezogen, welches sehr viele Molekeln enthält, und dadurch erheblich kompliziert. Einstein gelangt zu einer etwas abweichenden Formel für den Absorptionskoeffizienten, welche auch die selektive Absorption nicht einbegreift. Lundblads Resultat stimmt mit dem hier entwickelten überein.

1) C. W. Oseen, *Physik. Zeitschr.* **17**. S. 341. 1916; vgl. auch L. Mandelstam, a. a. O.

2) a. a. O.

3) A. Einstein, *Ann. d. Phys.* **33**. S. 1275. 1910.

4) R. Lundblad, *Ann. d. Phys.* **57**. S. 581. 1918.

Aus dem Vorhergehenden ergibt sich als notwendige Bedingung für das Auftreten der Zerstreuung überhaupt, daß das Medium diskrete Struktur hat, dagegen als Bedingung für die Gültigkeit speziell des Rayleighschen bzw. allgemeineren Gesetzes (30), daß die Molekeln vollkommen ungeordnet sind; ist dies nämlich nicht der Fall, so bilden die Elementarvolumina keine *unabhängigen* Fehlerquellen mehr. Dies tritt schon bei amorphen festen und flüssigen Körpern ein, daher wird, wie ebenfalls Lord Rayleighs¹⁾ Versuche zeigen, die Zerstreuung kleiner, als den obigen Formeln entsprechen würde. Sehr klein wird sie in Kristallen.²⁾ Ob der hier beobachtete kleine Rest von Zerstreuung auf Einschlüsse zurückzuführen ist, kann nur eine genauere Untersuchung entscheiden, welche natürlich nach ganz anderen Prinzipien als den hier angewandten durchzuführen wäre. Während Lorentz³⁾ der Ansicht ist, daß Kristalle überhaupt nicht zerstreuen, unterscheidet Oseen⁴⁾ zwei Arten von Zerstreuung, die beide dem Rayleighschen Gesetz folgen, und von denen die eine, als geordnet bezeichnete, von den Molekeln selbst herrührende, in allen Körpern auftreten soll, während die zweite, ungeordnete, von den Dichteschwankungen verursacht werden und daher in Kristallen verschwinden soll. Aus dem Obigen geht aber hervor, daß beide Arten von Zerstreuung identisch sind; der Vorgang ist geordnet insofern, als er die Amplitude der „geordneten“ gerichteten Welle regelt, ungeordnet insofern, als bei der zerstreuten Strahlung die Phasen und Amplituden ungeordnet sind und sich daher der Einzelbetrachtung entziehen. Oseens Betrachtungen können daher, abgesehen davon, daß sie zu Widersprüchen mit der Erfahrung führen, nicht für eine Zerstreuung in Kristallen nach dem Rayleighschen Gesetz sprechen. Daß Ewald (a. a. O.) für kubische Gitter denselben Absorptionskoeffizienten wie für Gase findet, ist vielleicht auf eine Ungenauigkeit bei den Vernachlässigungen zurückzuführen, ähnlich der, welche Mandelstam und Oseen mit Unrecht in der Planckschen Dispersionstheorie sehen.

1) R. J. Strutt, a. a. O. S. 155.

2) R. J. Strutt, Proc. Roy. Soc. **95**, S. 476. 1919.

3) H. A. Lorentz, Les Théories statistiques en Thermodynamique. Leipzig 1916.

4) C. W. Oseen, Physik. Zeitschr. **17**, S. 233. 1916.

Zusammenfassung.

1. Die Gesetze der Brechung, Reflexion und Dispersion werden molekulartheoretisch hergeleitet. Der „Auslöschungssatz“ gilt nicht nur für das Innere eines Dielektrikums, sondern hat auch einen Sinn für das Vakuum, wie an dem Beispiel der Ablenkung des Lichtes durch ein Prisma gezeigt wird.

2. Der Unterschied zwischen dichten Medien (Molekelabstand \ll Wellenlänge) und dünnen (Molekelabstand \gg Wellenlänge) ist kein essentieller, sondern nur ein gradueller, er betrifft nur das Verhältnis von gerichteter und diffuser Strahlung, die stets beide vorhanden sind.

3. Von zwei einfachen Sätzen der Fehlertheorie liefert der eine den geordneten Teil (Brechung, Reflexion, Dispersion und Absorption), der andere den ungeordneten Teil (Zerstreuung) der optischen Vorgänge in amorphen Dielektrici, und zwar resultieren für die Intensität des zerstreuten Lichtes und den Extinktionskoeffizienten exakte Formeln, die für das ganze Spektrum gültig sind. Das Energieprinzip läßt eine Trennung der selektiven Absorption von der nichtselektiven nicht zu; ebenso sind Resonanzstrahlung und gewöhnliche Opaleszenzstrahlung nicht wesensverschieden.

4. Die Zerlegung der diffusen Strahlung in einen Keesom-Einsteinschen und einen Rayleigh-Planckschen Teil ist nicht angängig, weil beide identisch sind.

Charlottenburg, 2. Oktober 1920.

(Eingegangen 2. November 1920.)

**3. Über die Dielektrizitätskonstanten
der Phosphore und die absoluten Wellenlängen
ihrer Dauererregungsverteilungen;
von Ferdinand Schmidt.**

(Aus dem Radiologischen Institut der Universität Heidelberg.)

Einleitung.

Der Mechanismus des Leuchtens der Atome ist zuerst von Hrn. Lenard in seinen Grundzügen erkannt worden. Hr. Lenard war 1904¹⁾ und dann noch eingehender 1910²⁾ in seiner Arbeit über „Lichtemission und deren Erregung“ zu der Vorstellung gekommen, daß die Erregung zum Leuchten in einem Austritt von Elektronen aus dem Atom bestünde und daß das Leuchten bei Rückkehr der verlorenen Elektronen stattfinde, eine Vorstellung, deren sinngemäße Anwendung auf die neueren Atommodelle in Verbindung mit der Quantenhypothese Hrn. Bohr zu überraschenden Ergebnissen geführt hat. Es lag nahe, die Phosphoreszenzerscheinungen, durch deren Untersuchung Hr. Lenard zu dieser Auffassung des Leuchtvorganges gelangt war, auf Grund unserer heutigen Kenntnisse des Atomaufbaues einer verfeinerten und quantitativen Betrachtung zu unterziehen. Zu diesem Zwecke mußte in der großen Mannigfaltigkeit des vorhandenen Beobachtungsmaterials an Erregungsverteilungen und Banden der Phosphore nach gewissen gesetzmäßigen Zusammenhängen gesucht werden. Auch hierfür hat Hr. Lenard in der oben erwähnten Arbeit einen Weg gezeigt, als er fand, daß die Dauererregungsverteilungen entsprechender Banden sich in gesetzmäßiger Weise mit der Dielektrizitätskonstante des Phosphormaterials im Spektrum verschieben. Ein Vergleich entsprechender Banden der Sauerstoff-, Schwefel- und Selenphosphore, wie ich ihn in meiner vorübergehenden Arbeit³⁾ durchführte, brachte keine

1) P. Lenard u. V. Klatt, Ann. d. Phys. **15**, S. 672. 1904.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. **31**, S. 667f. 1910.

3) F. Schmidt, Ann. d. Phys. **63**, S. 264. 1920.

Vergrößerung der Mannigfaltigkeit der Phosphoreszenzerscheinungen, sondern eine wesentliche Klärung; die spektralen Lagen der Dauererregungsstellen fügten sich auch beim Übergange von einer Gattung zur anderen vollständig diesen Gesetzmäßigkeiten. Ein Fortschreiten auf diesem angedeuteten Wege, welcher gesetzmäßige Zusammenhänge innerhalb der spektralen Verteilung der Dauererregungsstellen aufzudecken versprach, ergab die Notwendigkeit, sich genauere Kenntnisse als bisher über die Dielektrizitätskonstanten der Phosphore zu verschaffen.

Die vorliegende Untersuchung zerfällt daher in zwei Teile. Der erste bringt eine empfindliche Methode zur Messung der Dielektrizitätskonstanten der Phosphore und ihre Ergebnisse, der zweite bemerkenswerte Zusammenhänge in den Dauererregungsverteilungen der Phosphore, die hier zunächst in ihren Grundzügen mitgeteilt werden, während ihre Anwendung auf die Erschließung des Leuchtvorganges und des Aufbaues der phosphoreszenzfähigen Metallatome von mir noch weiter verfolgt wird, worüber später berichtet werden soll.

I. Die Dielektrizitätskonstanten der Phosphore.

Meßanordnung.

Messungen der Dielektrizitätskonstanten von Phosphoren sind zuerst von Hrn. Winawer¹⁾ ausgeführt worden. Er benutzte als Meßanordnung die sogenannte zweite Drudesche²⁾, an der er einige für seine Messungen günstige Abänderungen vornahm. Die Phosphore kamen in Pulverform zur Untersuchung und zwar nach einem von Hrn. Starke³⁾ gefundenen Verfahren. Dieses besteht darin, daß man ähnlich der Schwebemethode bei Dichtebestimmungen eine Flüssigkeit aufsucht, welche dieselbe Dielektrizitätskonstante wie das Pulver hat. Nach einer genügenden Anzahl von Beobachtungen von Flüssigkeiten verschiedener Dielektrizitätskonstante in Mischung mit dem zu untersuchenden Pulver läßt sich seine Dielektrizitätskonstante rein graphisch ohne jede Rechnung ermitteln. Außerdem hat man bei diesem Verfahren die Annehmlichkeit, vollkommen von der Korngröße des Pulvers unabhängig zu sein.

1) B. Winawer, Dissert. Heidelberg 1909.

2) P. Drude, Zeitschr. f. phys. Chem. **23**, S. 282. 1897 u. Wied. Ann. **61**, S. 466. 1897.

3) H. Starke, Wied. Ann. **60**, S. 629. 1897.

Auch in der vorliegenden Arbeit wurden die Phosphore mit elektrischen Wellen nach dem Starkeschen Verfahren untersucht. Zur Erzeugung der elektrischen Wellen dienten Elektronenröhren mit Glühkathoden in Sender- und Überlagererschaltungen, wie sie in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlich sind. Dergleichen Schwingungskreise mit Elektronenröhren sind in letzter Zeit mit Vorteil zu Messungen von Kapazitäten verwandt worden und zwar hauptsächlich wegen der großen Empfindlichkeit der Meßanordnung, der guten Konstanz der ausgesandten ungedämpften Schwingungen und der bequemen Veränderlichkeit ihrer Wellenlänge.¹⁾

Die Schwingungskreise des Senders und des Überlagerers waren lose miteinander gekoppelt. Sie wurden beide auf einen bestimmten Differenzton²⁾ eingestellt, der in einem Detektorkreis mit Verstärkerröhren abgehört wurde. Im Schwingungskreise des Senders lagen zwei parallel geschaltete Kondensatoren, der Meßkondensator und der Vergleichskondensator. Wurde die Kapazität des Meßkondensators durch Einführen irgendeines Körpers geändert, so wurde der Differenzton zwischen Überlagerer und Sender ein anderer. Um wieder auf denselben mittels einer Stimmgabel festgehaltenen Differenzton wie anfangs zu kommen, mußte die Kapazität des Vergleichskondensators um einen der Änderung der Kapazität des Meßkondensators entsprechenden Betrag verstellt werden. Dieser konnte an einer Gradeinteilung am Vergleichskondensator meßbar festgelegt werden. Einer gemessenen Verstellung des Vergleichskondensators entsprach daher immer eine bestimmte Kapazitätsänderung des Meßkondensators.

1) Vgl. besonders: H. Joachim, *Ann. d. Phys.* **60**, S. 570. 1919; G. Falkenberg, *Ann. d. Phys.* **61**, S. 167. 1920; G. Leithäusser, *Verhandl. d. Deutsch. Phys. Gesellschaft*, 3. Reihe, 1. Jahrgang, S. 26. 1920; B. Gudden u. R. Pohl, *Zeitschr. f. Physik* **1**, S. 365. 1920. In der Arbeit des Hrn. Joachim sind in anschaulicher Weise die Schaltungen und Wirkungsweisen von Elektronenröhren als Wellenerzeuger, Überlagerer und Gleichrichter beschrieben worden, so daß sich an dieser Stelle eine näheres Eingehen auf Einzelheiten in der Versuchsanordnung erübrigt.

2) Das Einstellen auf das Verschwinden des Differenztones, also auf gleiche Schwingungszahl zwischen Sender und Überlagerer, wie es in der Technik der drahtlosen Telegraphie üblich ist, dürfte wegen der unteren Grenze der Hörbarkeit nur ungenaue Einstellungen liefern.

In der Fig. 1 ist die Einrichtung des Meßkondensators gezeichnet. In ein zylindrisches Messinggefäß von 3,5 cm lichter Weite kann eine durch Hartgummi (in der Figur mit Strichen ausgefüllt) isolierte Platte geschraubt werden.

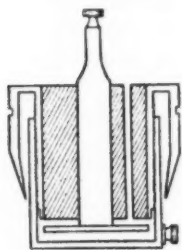


Fig. 1.

Diese Platte und der Boden des Gefäßes bilden so einen verstellbaren Plattenkondensator. Die Schraube besitzt eine Ganghöhe von 1 mm. Wie in der Figur ersichtlich, steht die Platte mit einer Trommel in fester Verbindung, die über das zylindrische Gefäß greift. Der Umfang der Trommel ist in 100 Teile eingeteilt, so daß die Entfernung der Platte vom Boden des Gefäßes auf 0,01 mm sicher abgelesen werden kann.

Der Vergleichskondensator war ein drehbarer Plattenkondensator mit Glimmer als Zwischenschicht.

Verlauf der Messungen und ihre Genauigkeitsgrenzen.

Zur Ausführung der Messungen war es notwendig, den Zuwachs der Kapazität des Meßkondensators beim Einführen eines Körpers von bekannter Dielektrizitätskonstante in Graden des Vergleichskondensators zu kennen. Hierzu dienten Flüssigkeiten von bekannter Dielektrizitätskonstante, die in stets gleicher Menge in den Meßkondensator eingefüllt wurden. Der Plattenabstand des Meßkondensators blieb dabei der gleiche. Trägt man die Einstellungen des Vergleichskondensators als Ordinaten und die Dielektrizitätskonstanten der Flüssigkeiten als Abszissen auf, so erhält man die Eichungskurve des Vergleichskondensators, aus der man jederzeit die Dielektrizitätskonstante irgendeiner Flüssigkeit, sobald deren Einstellung gemessen ist, unmittelbar ablesen kann. Als Eichflüssigkeiten dienten die in der Tab. 1 angegebenen Flüssigkeiten mit gut bekannten Dielektrizitätskonstanten. Die Flüssigkeiten waren sämtlich wasserfrei.

Die Ausführung der Messungen der Dielektrizitätskonstanten der Phosphore nach dem Starkeschen Verfahren geschah in der folgenden Weise. Es mußten zuerst Flüssigkeiten gesucht und mit den in der Tab. 1 angegebenen geeicht werden, die gut isolierten und außerdem die Phosphormasse nicht an-

Tabelle 1.

Flüssigkeit	Dielektrizitätskonstante	Beobachter
Benzol	2,26	P. Drude ¹⁾
Toluol	2,38	} H. Joachim ²⁾
Äther	4,36	
Chloroform	5,06	
Anilin	7,23	
Mischungen aus Aceton u.	8,43	} P. Drude ¹⁾
Benzol	10,20	
	14,30	

griffen. Als solche eigneten sich besonders Benzol-Nitrobenzolgemische. Sie mußten vollkommen wasserfrei sein, da besonders Sauerstoffphosphore durch geringe Mengen vorhandenen Wassers außerordentlich leiden. Es wurde daher nur über metallischem Natrium getrocknetes Benzol verwandt. Die Wasserfreiheit des Nitrobenzols wurde durch längeres Erhitzen bis zum Siedepunkt des Wassers gewährleistet. Die Aufbewahrung der gemischten Flüssigkeiten geschah stets über gekörntem Chlorealcium.

Die Benzol-Nitrobenzolgemische wurden in verschiedenen Mischverhältnissen hergestellt. Die Dielektrizitätskonstanten dieser Gemische bewegten sich, immer um etwa 2 wachsend, von 2,26 bis zu ungefähr 14. Mit jedem dieser Gemische wurde auf die folgende Weise beobachtet. Es wurde die Einstellung des Vergleichskondensators abgelesen, einmal wenn sich die Flüssigkeit allein und dann, wenn die Flüssigkeit und zwischen die Kondensatorplatten gefülltes Phosphorpulver sich im Meßkondensator befanden. Die ersteren Einstellungen lieferten die Eichungskurve, die letzteren eine die Eichungskurve schneidende Kurve. Sobald nämlich das Phosphorpulver die Dielektrizitätskonstante der Mischflüssigkeit vergrößerte, lag der gemessene Punkt über der Eichungskurve, im entgegengesetzten Falle unter der Eichungskurve. Der Schnittpunkt der beiden Kurven ergab unmittelbar die Dielektrizitätskonstante des Phosphors. Die Größe des Winkels, unter dem sich die beiden Kurven schnitten, war davon abhängig, wie gut

1) P. Drude, Zeitschr. f. phys. Chem. **23**, S. 288. 1897.

2) H. Joachim, Ann. d. Phys. **60**, S. 588. 1919. Die Werte gelten für eine Wellenlänge $\lambda = 300 \text{ m}$.

das Phosphorpulver den Zwischenraum der Kondensatorplatten ausfüllte. Es wurde daher je nach der zur Verfügung stehenden Phosphormenge die Entfernung der Kondensatorplatten so gewählt, daß die bewegliche Platte stets mit leichtem Druck auf der aufgeschlemmten Phosphorschicht auflag. Natürlich blieben bei jeder Versuchsreihe mit derselben Phosphorprobe die Menge des aufgeschlemmten Pulvers (gleiche Gewichtsmengen vorher gesiebten Pulvers) und die Entfernung der Kondensatorplatten stets die gleichen. Die Volumina der benutzten Flüssigkeitsgemische waren so abgepaßt, daß die Flüssigkeit mit und ohne Phosphorpulver gerade mit dem oberen Rand der verstellbaren Platte des Meßkondensators in gleicher Höhe war. Durch einen Kanal in dem Hartgummi des Meßkondensators (vgl. Fig. 1) konnte vermittelst eines kleinen Hebers die Flüssigkeit, die sich noch über der Kondensatorplatte befand, abgesaugt werden.

Die Genauigkeit der Meßanordnung wurde an einem Körper mit gut bekannter Dielektrizitätskonstante geprüft. Als ein solcher diente Schwefel, der in Pulverform, aus zerriebenen Kristallen hergestellt, in Verwendung kam. Hr. Ficker¹⁾ hat für Schwefelplatten aus demselben Rohmaterial²⁾ bei 17° C. den Wert 4,027 gefunden. Die vorliegende Untersuchung lieferte einen Wert von 4,03 für die Dielektrizitätskonstante des Schwefels bei Zimmertemperatur. In der Fig. 2 ist ein Schaubild des Verlaufes der Messung an Schwefel aufgetragen. Abszissen sind die Dielektrizitätskonstanten, Ordinaten die Kapazitätsänderungen in Graden des Vergleichskondensators. Die ausgezogene Linie ist die Eichkurve, die gestrichelte Linie die Kurve, die man erhält, wenn Flüssigkeit und Schwefel den Kondensatorzwischenraum ausfüllen. Die Messungen an den Phosphoren verliefen in durchaus ähnlicher Weise, so daß sich weitere Abbildungen für diese Messungen erübrigen. Die Übereinstimmung mehrmaliger Messungen derselben Phosphorprobe, wobei zuweilen die Mengen des aufgeschlemmten Pulvers und der Flüssigkeit und die Entfernung der Kondensatorplatten geändert waren, ist gut zu nennen. Die Abweichungen der einzelnen Messungen vom Mittelwert betrugen in keinem Falle mehr als $\pm 0,5$ Proz. desselben. Da

1) E. Ficker, Diss. Leipzig 1900. S. 27.

2) Sulfur cryst. puriss. v. Merck, Darmstadt.

die Dielektrizitätskonstanten der Eichflüssigkeiten auf ein Hundertstel genau bestimmt sind, ergeben sich für die Phosphore Werte ihrer Dielektrizitätskonstanten bis zu zwei Stellen

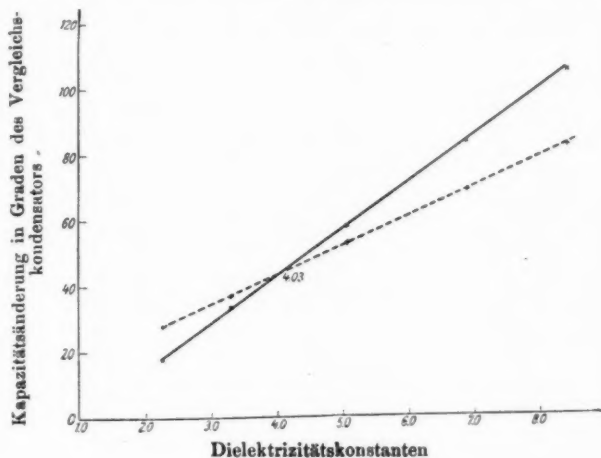


Fig. 2.

hinter dem Komma. Die Genauigkeit dieser Bestimmungen genügt für die Zwecke dieser Untersuchung vollkommen.

Ergebnisse der Messungen.

Die Ergebnisse der Dielektrizitätskonstantenmessungen sind in den Tabellen 2, 3 und 4 zusammengestellt. In der ersten senkrechten Reihe dieser Tabellen sind unter der Bezeichnung Gruppe jeweils die verwendeten Grundmaterialien angeführt, in der zweiten ist die Bezeichnung des Phosphors angegeben, in der dritten sind Literaturangaben gemacht, wo man die quantitative Zusammensetzung und die Herstellungsweise eines jeden Phosphors nachlesen kann und in der vierten sind bei jedem Phosphor die hauptsächlich ausgesandten Banden in der Lenardschen Bezeichnungsweise durch griechische Buchstaben eingetragen. Die fünfte senkrechte Reihe enthält die Angabe der Dielektrizitätskonstante eines jeden Phosphors, wie sie als Mittelwert aus mehreren Messungen verschiedener Proben erhalten wurde, in der sechsten Reihe sind die Mittelwerte der

Tabelle 2.
Die Sauerstoffphosphore.

Gruppe	Bezeichnung des Phosphors	Zusammensetzung des Phosphors Vgl. bei	Banden- aus- sendung	Dielektrizitäts- konstante Mittelwerte	Dielektrizitäts- konstante im Mittel für dasselbe Metall	Dielektrizitäts- konstante, Mittel der Gruppe
Calcium- phosphore	CaCuNa	F. Schmidt, Ann. d. Phys. 63. 1920: S. 267, Cu, Nr. 1	a	7,35	7,30	7,20
	CaCuMg	" " " Nr. 2 u. 3	$a + \gamma$	7,25		
	CaCuK	" " " Nr. 5	γ	7,20		
	CaCuLi	" " " Nr. 4	γ	7,14		
	CaBiNa	S. 268, Bi, Nr. 4	a	7,30	7,29	
	CaBiLi	" " " Nr. 7	a	7,00		
	CaBiMg	" " " Nr. 2	a	7,84		
	CaBiK	" " " Nr. 8	a	7,00		
	CaMnNa	S. 268, Mn, Nr. 2	a	7,24	7,30	
	CaMnNa	—	a	7,36		
	CaPbCa	S. 268, Pb, Nr. 1	$\beta + \gamma$	6,98	6,89	
	CaPbNa	" " " Nr. 3	β	6,80		
Strontium- phosphore	SrCuCa	S. 269, Cu, Nr. 2, 3, 4	a	7,49	7,64	7,44
	SrCuNa	" " " Nr. 5	a	8,02		
	SrCuLi	" " " Nr. 7	a	7,35		
	SrCuMg	" " " Nr. 6	a	8,05		
	SrCuK	" " " Nr. 8	a	7,32		
	SrBiNa	S. 270, Bi, Nr. 2	a	7,36	7,53	
	SrBiMg	" " " Nr. 1	a	7,70		
	SrMnNa	S. 269, Mn, Nr. 1	a	7,35	7,35	
	SrPbNaCl	S. 269, Pb, Nr. 1 u. 2	β	7,10	7,26	
	SrPbNaF	" " " Nr. 3	$a + \beta$	7,42		
Barium- phosphore	BaCuLi	S. 270, Cu, Nr. 2, 3, 5	$a + \text{blau}$	7,80	8,00	8,43
	BaCuNa	" " " Nr. 1 u. 4	a	8,21		
	BaPbNa	S. 270, Pb, Nr. 1	β	8,92	8,92	
	BaBiK	S. 271, Bi, Nr. 1	a	8,36	8,36	

Dielektrizitätskonstante für Phosphore mit demselben Metall im gleichen Grundmaterial, aber mit verschiedenem Zusatz gebildet und in der siebenten Reihe endlich ist der Mittelwert der Dielektrizitätskonstante für jede einzelne Gruppe ausgerechnet.

Aus der Tab. 2, die die Dielektrizitätskonstanten der Sauerstoffphosphore enthält, ist zu entnehmen:

1. Die Dielektrizitätskonstanten der Phosphore derselben Gruppe nehmen je nach Zusatz und wirksamem Metall voneinander stark verschiedene Werte an.

2. Auch Glühtemperatur (Dichte) und sonstige Einflüsse bei der Herstellung können die Dielektrizitätskonstante eines und desselben Phosphors verändern.¹⁾ Ein Beispiel hierfür sind die beiden CaOMnNa -Phosphore, die in gleicher quantitativer Zusammensetzung bei verschiedenen Glühtemperaturen hergestellt worden sind. Der in der Tab. 2 zuerst aufgeführte Phosphor war im Hempelofen bei heller Rotglut, der andere bei Gelbglut des Ofens bereitet.

3. Als Mittelwert der Dielektrizitätskonstante der Calciumphosphore wurde 7,20, der Strontiumphosphore 7,44 und der Bariumphosphore 8,43 gefunden. Die Abweichungen der Dielektrizitätskonstanten der einzelnen Phosphore von diesen Mittelwerten betragen bei den Calciumphosphoren bis zu 6 Proz., bei den Strontiumphosphoren bis zu 8 Proz., und bei den Bariumphosphoren bis zu 7,5 Proz. Diese Abweichungen übersteigen nach der in dieser Untersuchung erreichten Beobachtungsgenauigkeit weit die möglichen Meßfehler. Man ist daher nicht berechtigt, diese Mittelwerte für die Gruppen gegebenenfalls zu quantitativen Schlüssen zu benützen. Das gleiche gilt für die Mittelwerte für dasselbe wirksame Metall im Phosphor, denn auch hier sind die Abweichungen der einzelnen Dielektrizitätskonstanten von ihrem Mittelwert von etwa der gleichen Größenordnung wie oben.

Zusammenfassend kann man sagen, daß jeder einzelnen Phosphorprobe der Sauerstoffphosphore eine ihr eigentümliche Dielektrizitätskonstante zukommt.

In der Tab. 3 sind die Werte der Dielektrizitätskonstanten einiger Schwefelphosphore angegeben. Die erneute Messung ihrer Dielektrizitätskonstanten geschah in der Hauptsache deswegen, um zu prüfen, ob die von Hrn. Winawer gefundenen Mittelwerte für jede Gruppe der Größenordnung nach richtig sind und wie weit die Dielektrizitätskonstanten der einzelnen

1) Vgl. B. Winawer, a. a. O. S. 35, für die Schwefelphosphore.

Tabelle 3.
Die Schwefelphosphore.

Gruppe	Bezeichnung des Phosphors	Zusammensetzung des Phosphors Vgl. bei	Banden- aus- sen- dung	Dielektrizitäts- konstante Mittelwerte	Dielektrizitäts- konstante im Mittel für dasselbe Metall	Dielektrizitäts- konstante Mittel der Gruppe
Calcium- phosphore	CaCuNa	P. Lenard u. V. Klatt, Ann. d. Phys. 15. 1904, Tab. Ia, Nr. 6 u. S. 658 0,07 normal	α	8,04	7,54	7,68
	CaCuMg	Frl. Gerard ¹⁾ Nr. 10	β	7,04		
	CaBiNa	P. Lenard u. V. Klatt, a. a. O., Tab. Ic, Nr. 7 u. S. 659	$\alpha + \beta$	8,13	8,13	
	CaMnNa	P. Lenard u. V. Klatt, a. a. O., Tab. Ic u. S. 659	α	8,60	8,60	
	CaPb	Lenard, W. E. Pauli	γ	6,46	6,46	
Strontium- phosphore	SrCuK	Frl. Gerard ¹⁾ Nr. 1	$\alpha + \beta$	8,93	8,93	8,95
	SrBiNa	P. Lenard u. V. Klatt, a. a. O., Tab. Im, Nr. 1 u. S. 661	α	8,31	8,38	
	SrBiNaCa	ebenda, Nr. 5 u. S. 661	α	8,46		
Barium- phosphore	BaCuLi	P. Lenard u. V. Klatt, a. a. O., Tab. In, Nr. 8 u. S. 662	α	8,50	8,50	8,50
Zink- phosphore	ZnCuMgNa	Tomaschek ²⁾	α	7,08	7,86	7,26
	ZnCuNa ₂ SO ₄	„	α	8,64		
	ZnMnK	Tomaschek ²⁾	α	6,67	6,67	

Phosphore von diesen Mittelwerten abweichen. Neu hinzugefügt sind in vorliegender Untersuchung die Dielektrizitäts-

1) Diese Phosphore hat Frl. Gerard im hiesigen Institut hergestellt. Über die Zusammensetzung der Phosphore wird Frl. Gerard demnächst berichten.

2) Die hier benutzten Zinksulfidphosphore entstammen einer im hiesigen Institut ausgeführten Untersuchung meines Kollegen Hrn. Dr. Tomaschek. Er wird in allernächster Zeit über die Herstellungsweisen und die Eigenschaften der Zinksulfidphosphore berichten.

konstanten einiger Zinkphosphore.¹⁾ Hr. Winawer findet für die Dielektrizitätskonstanten der Calciumphosphore im Mittel 8,08, für die Strontiumphosphore 8,48 und für die Bariumphosphore 10,84, während die vorliegende Untersuchung für die Calciumphosphore 7,68, für die Strontiumphosphore 8,65 und für die Bariumphosphore 8,50 liefert. Sehr stark ist also nur der Unterschied in den Mittelwerten bei den Bariumphosphoren; ich komme im nächsten Abschnitt dieser Untersuchung noch darauf zu sprechen. Abweichungen der Dielektrizitätskonstanten der einzelnen Phosphore von den Gruppenmittelwerten findet Hr. Winawer bis zu 3 Proz., hier sind solche von 13 Proz. zu verzeichnen. Es gilt also in noch verstärktem Maße für die Schwefelphosphore dasselbe, was schon für die Sauerstoffphosphore über die Unzulässigkeit der Mittelwertbildung gesagt worden ist. Man kann daher den Satz Hrn. Winawers²⁾: „Die leuchtenden Präparate eines Sulfids haben alle die gleiche Dielektrizitätskonstante“, nur ungefähr als richtig ansehen, bei irgend welchen genaueren Rechnungen jedoch muß man immer die bei den betreffenden Phosphoren gemessenen Dielektrizitätskonstanten einsetzen.

Tabelle 4.
Die Selenphosphore.

Bezeichnung des Phosphors	Zusammensetzung des Phosphors vgl. bei	Banden- aussendung	Dielektrizitäts- konstante
CaBiNa	F. Kittelmann, Ann. d. Phys. 46, S. 192. 1915. Nr. 2	β	9,60
CaZnCaKNa	desgl. Nr. 4	α	8,26
SrCuCaKLi	—	β	11,84
BaPbNa	desgl. Nr. 16	α	9,24

Die Tab. 4 enthält die Dielektrizitätskonstanten von vier Selenphosphoren.³⁾ Leider stand mir keine größere Zahl dieser Phosphore zur Verfügung. Jedoch genügen die gefundenen

1) Vgl. Arm. 2 auf vorstehender Seite.

2) B. Winawer, a. a. O. S. 33.

3) Diese Phosphore verdankt das hiesige Institut Hrn. Prof. Dr. W. E. Pauli. Sie sind von seinem Schüler Hrn. Dr. Kittelmann hergestellt worden.

Werte ihrer Dielektrizitätskonstanten den Zwecken dieser Untersuchung.

Vergleicht man in den Tabbl. 2, 3 und 4 die Dielektrizitätskonstanten der einzelnen Phosphore miteinander, so findet man, daß die Sauerstoffphosphore eine kleinere und die Selenphosphore eine größere mittlere Dielektrizitätskonstante haben als die Schwefelphosphore. Dies steht in vollem Einklang mit dem Sinn der spektralen Verschiebungen der Dauererregungsverteilungen entsprechender Phosphoreszenzbanden beim Übergange von einer Phosphorgattung zur anderen.¹⁾

II. Gesetzmäßigkeiten in den absoluten Dauererregungsverteilungen.

Die Gesetzmäßigkeiten in den Dauererregungsverteilungen der Phosphore treten erst dann zutage, wenn man nach dem Vorgange Hrn. Lenards²⁾ die Wellenlängen der beobachteten Dauererregungsstellen durch die Quadratwurzel aus der Dielektrizitätskonstante des Phosphors dividirt. Der Quotient gibt dann diejenige Wellenlänge an, welche sich bei Versetzung des phosphoreszenzfähigen Metallatoms in den freien Äther ergeben würde (die absolute Wellenlänge). Da nun, wie im ersten Teil der vorliegenden Untersuchung gezeigt worden ist, die Dielektrizitätskonstanten der einzelnen Phosphore stark voneinander abweichen, sollte man, um zu möglichst genauen absoluten Wellenlängen zu kommen, die an einer Phosphorprobe ausgemessenen Dauererregungsstellen sofort durch die Wurzel aus der Dielektrizitätskonstante dieser Probe dividieren. Dies war aber bei dem vorliegenden umfangreichen Material nur in einzelnen Fällen möglich.

Bei der Ausmessung der Dauererregungsverteilungen der Sauerstoffphosphore bin ich seinerzeit so verfahren, daß ich bei allen Proben, die eine bestimmte Bande gut zeigten, ihre Dauererregungsverteilung von Probe zu Probe feststellte und dann Mittelwerte der Dauererregungsstellen für diese Bande ausrechnete.³⁾ Um sichere absolute Wellenlängen zu erhalten, habe ich hier diese Mittelwerte durch die Quadratwurzel aus einer Dielektrizitätskonstante dividirt, die ich als ein Mittel

1) F. Schmidt, Ann. d. Phys. **63**, S. 290. 1920.

2) P. Lenard, Ann. d. Phys. **31**, S. 661. 1910.

3) F. Schmidt, a. a. O. S. 278 u. 289.

Tabelle 5.

Bezeichnung der Bande	Sauerstoffphosphor					Schwefelphosphor					Selenphosphor				
	$\lambda_{\text{abs.}}$	d_1	d_2	d_3	d_4	$\lambda_{\text{abs.}}$	d_1	d_2	d_3	d_4	$\lambda_{\text{abs.}}$	d_1	d_2	d_3	d_4
I.															
CaBi α			104	143	161			(113), 114	77	147					
SrBi α			106	142	164			(111), 114		147, 151					
BaBi α			107	140	185			(112)		144					
Mittel	$\lambda_{\text{abs.}}$	d	106	142				113	77	147					
II.															
CaCu α		80	100	124	148			123	(97)	146					
SrCu α			101	124	188			122	(101)	145					
BaCu α				124	209			118		146					
CaZn α															
SrZn α								122	(100)	145					
CaPb β			99	122	149	164		123	(99)	148					
SrPb β			99	120	145	165		(123)	(98)	152					
BaPb β			103	124	181			118	(101)	171					
SrAg β								(121)	(95)	145					
CaMn α			100	122	147	218		123	(95)	148					
SrMn α			100	122	148	195		121	(98)	146					
CaBi β									(92)	147				122	145
Mittel	$\lambda_{\text{abs.}}$	d	100	123	147			121	98	146				122	145
III.															
CaPb α								124	(102)	190					
SrPb α			103	125	146	193		121	(101)	149					
BaPb α								(117)	(103)	180					
SrAg α								122	108	145					
Mittel	$\lambda_{\text{abs.}}$	d	103	125	146			121	103	147					
IV.															
CaCu β								134, 139	(112), 113	150					
SrCu β								139	(111), 113	154					
BaCu β		(97)		134	166				(115)	166					
Mittel	$\lambda_{\text{abs.}}$	d	97	134				137	92	147					
V.															
CaCu γ		99	117	137	154	222		(129)	(100)	151					
CaPb γ		101	121	146	227				101	154					
SrZn δ									118	(149)					
Mittel	$\lambda_{\text{abs.}}$	d	100	119	137	154			100	151					

aus den Dielektrizitätskonstanten aller zur Erregungsverteilungsmessung dieser Bande benutzten Phosphorproben erhielt. Die absoluten Wellenlängen der Dauererregungsverteilungen der Schwefelphosphore sind schon von Hrn. Lenard¹⁾ ausgerechnet worden; sie wurden hier zum größten Teil benutzt. Manche Dauererregungsstellen der Schwefelphosphore sind auch von Hrn. Hirsch²⁾ neu gefunden worden. Die Wellenlängenangaben der Dauererregungsverteilungen der Selenphosphore entnahm ich der Untersuchung des Hrn. Kittelmann.³⁾

In der Tab. 5 sind die absoluten Wellenlängen fast aller bis jetzt gefundenen Dauererregungsstellen der Erdalkaliphosphore⁴⁾ zusammengestellt. Eingeklammerte Zahlen in der Tabelle bedeuten Unsicherheit in der Messung der Dauererregungsstellen; zweimal eingeklammert sind Zahlenangaben, die nur die ungefähre Lage der Dauererregungsstellen bei ihrer ersten Auffindung festhalten wollten.⁵⁾ Diese Zahlen sind zur Ausrechnung von Mittelwerten der absoluten Wellenlängen nicht benutzt worden.

Ich will im folgenden die Gesetzmäßigkeiten in den Dauererregungsverteilungen der Phosphore, die sich durch die in der Tab. 5 erfolgte Gegenüberstellung ihrer absoluten Wellenlängen ergeben, in mehreren Sätzen klarlegen.

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **31**, S. 659f. 1910.

2) J. Hirsch, Diss. Heidelberg, 1912.

3) F. Kittelmann, Diss. Jena 1915 und Ann. d. Phys. **46**, S. 177. 1915.

4) Nicht aufgenommen in die Tabelle sind einige Banden der Selenphosphore, da mir nur wenige dieser Phosphore zur Dielektrizitätskonstantenmessung zur Verfügung standen. Jedoch genügen die gemessenen Selenphosphore den Zwecken dieser Untersuchung, so daß von einer weiteren Herstellung dieser Phosphore abgesehen werden konnte. Ebenso fehlen in der Tabelle die Zinksulfidphosphore. Über ihre absoluten Wellenlängen werden Hr. Tomaschek und ich in einer besonderen Arbeit berichten.

5) Dies gilt besonders für die d_1 -Erregungsstellen der CaSPb α und β -Banden und für die d_4 -Erregungsstelle der CaSPb α -Bande, die von Hrn. Hirsch gefunden worden sind (J. Hirsch, a. a. O. S. 17 u. S. 21). Die große Unsicherheit in ihrer Wellenlängenbestimmung liegt in der Benutzung des diskontinuierlichen Quecksilberspektrums zur Erregung. Hr. Hirsch gibt z. B. nur an, die Hg-Linie 435 $\mu\mu$ oder 264 $\mu\mu$ erregte sehr stark.

1. Die spektralen Lagen der Stellen hellsten Nachleuchtens der Dauererregungsverteilung einer Phosphoreszenzbande sind mit großer Schärfe durch die Dielektrizitätskonstante des Phosphormaterials gegeben.

Dieses Gesetz ist schon 1910 von Hrn. Lenard¹⁾ erkannt und durch Gleichheit der absoluten Wellenlängen der Dauererregungsstellen einer bestimmten Phosphoreszenzbande beim Übergange von CaS zu SrS zu BaS als Grundmaterial bewiesen worden. In der vorliegenden Untersuchung wird dieses Gesetz auch für den Übergang von einer Phosphorgattung zur anderen bestätigt. Wie genau sich übrigens die Dauererregungsstellen einer Bande auf Grund einer Veränderung der Dielektrizitätskonstante des Phosphormaterials im Spektrum verschieben, sei hier noch an einigen besonderen Beispielen gezeigt. Aus der Tab. 3 wurden zwei Phosphore, CaSCuMg und SrSCuK herausgegriffen, deren Dielektrizitätskonstanten starke Abweichungen vom Gruppenmittel aufwiesen, und die beide die β -Bande des Kupfers bei Zimmertemperatur zeigten.²⁾ Ihre Dauererregungsverteilungen wurden im Spektrum des Magnesiumwasserfunktens³⁾ ausgemessen. In der Tab 6 sind die Ver-

Tabelle 6.

Bezeichnung der Bande	Wellenlängen der Dauererregungs- verteilungen				D. K. des Phosphors
	λd_1 $\mu\mu$	$\lambda_{\text{abs.}} d_1$ $\mu\mu$	λd_2 $\mu\mu$	$\lambda_{\text{abs.}} d_2$ $\mu\mu$	
CaSCu β	367	139	300	113	7,04
SrSCu β	415	139	337	113	8,93
BaSCu α	425	146	345	118	8,50

suchsergebnisse niedergelegt. Man sieht sofort die außerordentlich gute Übereinstimmung der absoluten Wellenlängen. Ihre Werte sind auch zusammen mit denjenigen Hrn. Lenards in die Tab. 5 eingetragen worden.

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **31**. S. 657f. 1910.

2) CaSCuMg sendet bei Zimmertemperatur nur die blaue β -Bande aus, SrSCuK die grüne α - und die blaue β -Bande gemischt. (Frl. Gerard.)

3) Vgl. über diese Lichtquelle: F. Schmidt, Ann. d. Phys. **63**. S. 272f. 1920.

In der Lenardschen Untersuchung¹⁾ findet man die Werte für die absoluten Wellenlängen der BaSCu α -Bande stark von den Werten für dieselbe Bande in CaS und SrS verschieden. Es lag der Verdacht nahe, daß der zur Ausrechnung der absoluten Wellenlängen ihrer Dauererregungsverteilung benutzte Wert Winawers für Bariumphosphore gerade in diesem Falle zu groß war. Es wurde daher ein BaSCuLi-Phosphor nach Lenards²⁾ Angaben neu bereitet, seine Dielektrizitätskonstante und seine Dauererregungsverteilung im Spektrum des Magnesiumwasserfunken gemessen. Die Ergebnisse sind in Tab. 6 niedergelegt. Die Werte der absoluten Wellenlängen stimmen jetzt gut mit denen entsprechender Banden überein.

Hr. Göggel³⁾ hatte zur Aufnahme der spektralen Verteilungskurve der lichtelektrischen Wirkung zwei Phosphore benutzt, ein CaSBiNa und ein SrSBiNa-Phosphor, die Dauererregungsstellen bei $434\mu\mu$ und $336\mu\mu$ bzw. $450\mu\mu$ und $338\mu\mu$ aufwiesen. Ich maß ihre Dielektrizitätskonstanten und erhielt die Werte 8,50 bzw. 8,80. Dividiert man die Dauererregungsstellen dieser Phosphore durch die Wurzel aus ihrer Dielektrizitätskonstante, so ergeben sich absolute Wellenlängen von $147\mu\mu$ und $114\mu\mu$ bzw. $151\mu\mu$ und $114\mu\mu$, die in guter Übereinstimmung mit den sonst an diesen Phosphoren bekannten Werten sind.

Es muß hier noch hinzugefügt werden, daß die spektralen Lagen der Bandenschwerpunkte nicht dem obigen Gesetze folgen, was aus der Verschiedenheit ihrer absoluten Wellenlängen sofort zu ersehen ist (vgl. Tab. 5).⁴⁾

1) P. Lenard, Ann. d. Phys. **31**. S. 657f. 1910.

2) P. Lenard u. V. Klatt, Ann. d. Phys. **15**. S. 662 u. Tab. I n. Nr. 8. 1904.

3) K. Göggel, Diss. Heidelberg vom 19. Nov. 1920.

4) Die Dauererregungsstellen erleiden auch geringe spektrale Verschiebungen je nach der Größe der im Phosphor vorhandenen Zentren. (Vgl. P. Lenard, Lichtabsorption und Energieverhältnisse. Sitzungsber. d. Heidelberger Akad. d. Wiss. Math.-Naturw. Kl. Abt. A. **13**. Abh. S. 60. 1914 u. P. Lenard, Über Ausleuchtung und Tilgung der Phosphore durch Licht III. Sitzungsber. d. Heidelberger Akad. d. Wiss. Math.-Naturw. Kl. Abt. A. **8**. Abh. S. 28. 1918.) Diese Verschiebungen haben jedoch auf obige Schlüsse wenig Einfluß, weil bei der Ausmessung der Dauererregungsstellen im Spektrum nur solche von Zentren mittlerer Dauer beobachtet werden.

2. Jede Bande desselben phosphoreszenzfähigen Metalls hat eine ihr eigentümliche absolute Dauererregungsverteilung.

Vergleiche hierzu in der Tab. 5 z. B. Cu α , β und γ . Dieses Gesetz ist natürlich durch die Untersuchungen Hrn. Lenards an den Schwefelphosphoren in etwas anderer Fassung schon lange bekannt; es ist aber wichtig, es bei Aufführung der Gesetzmäßigkeiten in den absoluten Dauererregungsverteilungen der Phosphore nochmals zu erwähnen. Zur Erklärung des Auftretens von mehreren Banden bei demselben Metall nimmt Hr. Lenard¹⁾ an, daß das Metallatom je nach der Art seiner Lagerung in den Zentren befähigt ist, verschiedene Banden auszusenden. Das obige Gesetz zeigt dann an, daß sich das Metallatom auch bei der Energieaufnahme während der Erregung je nach der Art der Lagerung in den Zentren in verschiedener Weise betätigt.

3. Einander entsprechende Banden der Phosphore haben die gleichen absoluten Wellenlängen der Dauererregungsverteilung unabhängig von der Art des wirksamen Metallatoms.²⁾

Man sieht dieses Gesetz besonders bei den Banden der II. Abteilung in der Tab. 5 für die Metalle Mn, Cu, Zn, Ag, Pb und Bi bestätigt. Dieses Ergebnis kann dahin gedeutet werden, daß bei gleicher Art der Lagerung dieser Metallatome in den Zentren die für die Energieaufnahme bei der Erregung in Betracht kommenden und an der Oberfläche dieser Metallatome befindlichen Elektronen ganz oder nahezu gleiche Anordnungen ihrer Bahnen haben müssen.

4. Die bis jetzt an den Phosphoren gefundenen fünf Arten von absoluten Dauererregungsverteilungen haben den gesetzmäßigen Bau von Serienspektren.

Man findet die verschiedenen Arten von absoluten Dauererregungsverteilungen in der Tab. 7 zusammengestellt. Ihre Wellenlängenangaben λ nebst den dazugehörigen Schwingungszahlen ν sind dadurch entstanden, daß die Mittelwerte der absoluten Dauererregungsverteilung aus jeder Bandenabteilung

1) P. Lenard, Über Ausleuchtung und Tilgung der Phosphore durch Licht III. Sitzungsber. d. Heidelberger Akad. d. Wiss. Math.-Naturw. Kl. Abt. A. 8. Abh. 1918. S. 74f.

2) Hr. Lenard (Ann. d. Phys. 31. S. 659. 1910) hat schon bei entsprechenden Banden der Metallpaare Zn, Cu und Pb, Ag Gleichheit der absoluten Wellenlängen ihrer Dauererregungsverteilungen gefunden.

der Tab. 5 nochmals zu einem Mittel aus den drei Phosphor-
gattungen vereinigt worden sind. Es muß jedoch mit Nach-
druck darauf hingewiesen werden, daß die in der Tab. 7 auf-
geführten Zahlen noch keine große Genauigkeit beanspruchen

Tabelle 7.

Art	Absolute Dauererregungsstellen							
	d_4		d_3		d_2		d_1	
	λ $\mu\mu$	ν sec^{-1}	λ $\mu\mu$	ν sec^{-1}	λ $\mu\mu$	ν sec^{-1}	λ $\mu\mu$	ν sec^{-1}
1.	.	$\cdot 10^{15}$	77	$\cdot 10^{15}$	109	$\cdot 10^{15}$	144	$\cdot 10^{15}$
2.	80	3,75	99	3,03	122	2,46	146	2,05
3.	.	.	103	2,91	123	2,44	145	2,07
4.	94	3,19	113	2,65	135	2,22	.	.
5.	100	3,00	118	2,54	137	2,19	153	1,96

Tabelle 8.

Art	Absolute Wellenlängen der Dauererregungsverteilung in $\mu\mu$			
	50	100	150	200
1.				
2.				
3.				
4.				
5.	50	100	150	200

können, da die Messung der hellsten Stellen des Nachleuchtens
im erregenden Spektrum wegen ihrer Breite und Verwaschen-
heit zuweilen unsicher ist und die errechneten Mittelwerte be-
sonders bei der dritten, vierten und fünften Art noch durch zu
wenig Beobachtungen gestützt sind.¹⁾ Für die Auffindung

1) Hier müßten noch eingehendere Messungen der Dauererregungs-
verteilungen der betreffenden Phosphoreszenzbanden mit gleichzeitiger
Bestimmung der Dielektrizitätskonstanten der einzelnen Phosphore statt-
finden.

allgemeiner Seriengesetze genügt jedenfalls der bis jetzt erreichte Grad der Genauigkeit vollkommen. Der besseren Übersicht halber sind in der Tab. 8 nochmals diese absoluten Wellenlängen nach Art der Linienspektren gezeichnet. Man ersieht aus den Tab. 7 und 8 sofort das Folgende:

- a) Die Abstände aufeinander folgender absoluter Dauererregungsstellen nehmen in jeder Art nach kürzeren Wellen hin ab (Tab. 8).
- b) Die Schwingungszahlen aufeinander folgender absoluter Dauererregungsstellen in jeder Art verhalten sich umgekehrt wie die Quadrate aufeinander folgender ganzer Zahlen (Tab. 7).¹⁾

Diese überraschenden Gesetzmäßigkeiten weisen darauf hin, daß sich die gefundenen Arten der absoluten Dauererregungsverteilungen darstellen lassen durch die bekannten Serienformeln

$$\nu = N \cdot Z_{\text{eff}}^2 \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{\infty^2} \right),$$

in denen ν die Schwingungszahlen der absoluten Dauererregungsstellen, N die Rydberg-Ritzsche Konstante, Z_{eff}

1) Hr. Pohl hat in seiner Arbeit „Über eine Beziehung zwischen dem selektiven Photoeffekt und der Phosphoreszenz“ (Verhandl. der Deutschen phys. Ges. 13. S. 961. 1911) nach einem gesetzmäßigen Zusammenhang zwischen den Dauererregungsstellen der Phosphore gesucht. Nach einer Formel Hrn. Lindemanns (Verhandl. d. Deutschen phys. Ges. 13. S. 482. 1911) müßten sich die Wellenlängen der Dauererregungsstellen wie die reziproken Wurzeln aus den ganzen Zahlen, nämlich den Wertigkeiten verhalten. Hr. Pohl findet nun (a. a. O. S. 965), daß sich die Mittelwerte aller damals bekannten Dauererregungsstellen der Phosphore verhalten wie:

$$\lambda d_1 : \lambda d_2 : \lambda d_3 = 100 : 81,5 : 66,7,$$

während

$$2^{-1/4} : 3^{-1/2} : 4^{-1/2} = 100 : 81,7 : 70,8$$

ist. Hierzu ist zu bemerken, daß nach dem damaligen Stande der Kenntnis des Atomaufbaues nach der von mir gefundenen Gesetzmäßigkeit wohl kaum gesucht wurde. Sodann sind in vorliegender Untersuchung die absoluten Dauererregungsstellen als Mittelwerte aus einer viel größeren Zahl von Messungen bekannt, als sie 1911 vorlagen, wodurch das gefundene Gesetz mit größerer Schärfe hervortritt. Aber selbst bei den von Hrn. Lenard 1910 ausgemessenen Dauererregungsverteilungen verhalten sich, wie man an dem obigen Zahlenbeispiel Hrn. Pohls erkennen kann, die Wellenlängen besser wie die Quadrate aufeinanderfolgender ganzer Zahlen, als wie die reziproken Wurzeln.

die effektive Kernladung des phosphoreszenzfähigen Metallatoms und n eine ganze Zahl bedeutet. Daß in dieser Formel der eine Term als unendlich groß auftritt, steht in vollem Einklang mit der von Hrn. Lenard stets geäußerten Anschauung, daß bei Erregung der Phosphore zu dauerndem Nachleuchten die Elektronen vollständig aus dem Verbande des Metallatoms losgelöst und an den Nachbaratomen aufgespeichert werden.

Zusammenfassung der Ergebnisse.

Die spektralen Lagen der beobachtbaren Dauererregungsverteilungen einer Phosphoreszenzbande sind nicht konstant, sondern je nach der Größe der Dielektrizitätskonstante des Phosphormaterials und nach der Größe der Zentren veränderlich. Erst die absoluten Wellenlängen der Dauererregung, die man durch Division der beobachteten Dauererregungsstellen durch die Wurzel aus der Dielektrizitätskonstante des Phosphormaterials erhält und die die Erregerwellenlängen bei Versetzung des Metallatoms in den freien Äther darstellen, sind für die Phosphoreszenzbanden eigentümlich. Diese Wellenlängen sind für entsprechende Banden bei Metallen mit stark verschiedener Ordnungszahl die gleichen. Für die bis jetzt gefundenen absoluten Dauererregungsverteilungen der Phosphore konnte die Gültigkeit der für Licht- und Hochfrequenzspektren geltenden Beziehungen nachgewiesen werden. Das Metallatom in den Phosphoreszenzzentren verhält sich daher in bezug auf die Lichtabsorption wie ein im freien Äther befindliches Atom, dessen Schwingungen in gesetzmäßiger Weise durch die Dielektrizitätskonstante des Phosphors beeinflusst werden und dessen Schwingungsmöglichkeiten je nach seiner Lagerung in den Zentren verschieden sein können.

Ich möchte auch an dieser Stelle Hrn. Geheimrat Lenard für die Gewährung der Mittel des Instituts für diese Untersuchung und für viele wertvolle Ratschläge meinen Dank aussprechen.

Heidelberg, den 15. Dezember 1920.

(Eingegangen 17. Dezember 1920.)

4. Zur Theorie der Vakuumentladung; von George Jaffé.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit hat der Verfasser eine Theorie der Hochvakuumentladung entwickelt¹⁾, die im wesentlichen von den gleichen Annahmen ausgeht, wie die Langmuir-Schottkysche Raumladungstheorie, die aber die Anwesenheit von Gasresten berücksichtigt. Es wurde vorausgesetzt, daß der Strom von Elektronen getragen wird, die — etwa von einer Glühkathode — in genügender Zahl geliefert werden. Daneben soll in den Gasresten Stoßionisation und Wiedervereinigung stattfinden, jedoch soll der Gasdruck so niedrig sein, daß die positiven Ionen nur den Potentialverlauf beeinflussen und keinen merklichen Beitrag zum Stromwert liefern. Unter diesen Umständen kann auch von der Anwesenheit negativer Ionen abgesehen werden.

Wir beschränken die Betrachtung auf den Fall des Stromübergangs zwischen zwei unendlich ausgedehnten parallelen Ebenen, zu denen wir die x -Achse senkrecht gelegt denken; die Kathode befinde sich bei $x = 0$, die Anode bei x . Die Gleichungen, welche die ausgesprochenen Voraussetzungen ausdrücken, lauten dann (J. S. 146):

$$(1) \quad \frac{d^2 V}{dx^2} = -4\pi e(p - n),$$

$$(2) \quad i = env,$$

$$(3) \quad Q - \alpha np = 0.$$

(V Potential, e Elementarladung, p und n die Zahl der positiven Ionen, bzw. Elektronen pro ccm, i Stromdichte, v Geschwindigkeit der Elektronen, Q die Zahl der pro Sekunde und ccm erzeugten Ionen und α der Wiedervereinigungskoeffizient.) Wie in der früheren Arbeit, wird der Strom

1) G. Jaffé, Ann. d. Phys. 63, S. 145. 1920. Auf diese Arbeit wird im Text mit J. und folgender Seitenzahl verwiesen.

positiv gerechnet, wenn die Elektronen sich in der Richtung der positiven x bewegen.

Hierzu kommen nun noch die Beziehungen

$$(4) \quad \frac{m}{2} v^2 = e V, \quad (m = \text{Elektronenmasse})$$

$$(5) \quad Q = q i.$$

Gleichung (4) enthält die Annahme, daß die Elektronen *im allgemeinen* den Raum zwischen Kathode und Anode unbehindert durchfallen, und (5) setzt die Zahl der wirksamen Stöße proportional der Stromdichte, vernachlässigt also die Geschwindigkeitskomponenten senkrecht zur Stromrichtung (J. S. 147).

Unter Hinzunahme der Grenzbedingungen, daß V und dV/dx an der Kathode verschwinden sollen (vgl. J. S. 148), ergibt sich aus den Gleichungen (1) bis (5) die gesuchte Stromspannungscharakteristik. Wir deuten die erhaltene Endgleichung [J. S. 149, Formel (16)] hier nur symbolisch an

$$(I) \quad F(i, V, x) = 0,$$

und beschränken uns darauf, die Näherungsformel für kleine Werte von q anzugeben [J. S. 151, Gleichung (20) und Gleichung (20a)]

$$(Ia) \quad \begin{cases} V = (a_2 i x^2)^{2/3} \{ 1 - b_2 a_2^{2/3} i^{-1/3} x^{4/3} \}, \\ a_2 = 9\pi \sqrt{\frac{m}{2e}}; \quad b_2 = \frac{4e^3 q}{21 m a}. \end{cases}$$

Für $b_2 = 0$ reduziert sich Gleichung (Ia) auf die bekannte Child-Langmuirsche Formel.

Von den gemachten Annahmen haben die Gleichungen (4) und (5) offenbar einen viel engeren Gültigkeitsbereich als die Gleichungen (2) und (3). Es wurde von vornherein darauf hingewiesen (J. S. 147), daß die Gleichungen (3) und (4) streng genommen miteinander in Widerspruch stehen, weil bei Berücksichtigung von Stoßionisation und Wiedervereinigung die Geschwindigkeit der Elektronen gegenüber derjenigen, die durch Gleichung (4) gegeben ist, modifiziert sein muß. Die entwickelte Theorie beansprucht darum auch nur Gültigkeit für extrem niedrige Gasdrucke. (Nach einer J. S. 162 mitgeteilten Schätzung kommt etwa das Intervall von 10^{-7} bis

10^{-5} mm Hg in Frage.) Für höhere Gasdrucke, die allerdings immer noch so niedrig bleiben müssen, daß der Strombeitrag der positiven Ionen vernachlässigt werden kann, muß die Annahme (4) aufgegeben werden.

Im folgenden soll ausgeführt werden, welche Änderung die Theorie dadurch erfährt. Eine solche Untersuchung ist schon darum von Interesse, auch für extrem niedrige Gasdrucke, weil Hr. Lilienfeld in einer Bemerkung zu der Arbeit des Verfassers¹⁾ betont hat, daß die Annahme (4) mit charakteristischen Merkmalen der von ihm studierten Entladungserscheinungen, insbesondere mit seinen Temperaturmessungen an der Anode, im Widerspruch steht.

Diejenige Abänderung der Voraussetzung (4), welche sich von selbst darbietet, besteht in der einfachen Annahme, daß die Elektronen immer nur über eine kurze Strecke, die mittlere freie Weglänge λ , eine ungestörte Beschleunigung durch das elektrische Feld erfahren und am Ende dieser Strecke die ganze aus dem Felde stammende Energie durch Stoß wieder abgeben. Damit ist zugleich ausgesprochen, daß die Elektronen an der Wärmebewegung der Gasmoleküle teilnehmen, und eine vollständige Theorie dürfte keine Einschränkung über das Verhältnis der mittleren thermischen Geschwindigkeit zu der Geschwindigkeitsänderung im elektrischen Felde enthalten.

Beschränken wir uns aber, wie in der früheren Arbeit, auf die Betrachtung hohen Vakuums und hinreichender Feldstärken, so dürfen wir die Geschwindigkeit der Elektronen im Felde als groß gegen ihre thermische Geschwindigkeit ansetzen. Bedeute X den Wert der mittleren Feldstärke, P den Gasdruck in mm Hg, so ist die ausgesprochene Voraussetzung erfüllt, sobald X/P einen größeren Wert als 1000 annimmt.²⁾ Für solche Werte von X und P , welche dieser Einschränkung unterliegen, ist zugleich die Annahme gerechtfertigt, daß im allgemeinen jeder Stoß Ionisation zur Folge hat. Dann behält also außer den Gleichungen (1) bis (3) auch Gleichung (5)

1) J. E. Lilienfeld, Ann. d. Phys. 63. S. 175. 1920.

2) J. S. Townsend, Die Ionisation der Gase. Handbuch der Radiologie 1. Art. 221.

ihre Gültigkeit, und nur an die Stelle von Gleichung (4) tritt die Beziehung

$$(4') \quad m \frac{v_e^2}{2} = e[V(x + \lambda) - V(x)].$$

Dabei ist die Geschwindigkeit zu Beginn der Wegstrecke λ schon vernachlässigt und unter v_e ist die Geschwindigkeit nach Durchlaufen dieser Strecke verstanden. Wenn λ hinreichend klein gegen den Elektrodenabstand ist¹⁾, kann man Gleichung (4') nach dem Taylorschen Satze entwickeln, nach dem Gliede mit λ abbrechen und findet so

$$(6) \quad v_e = \sqrt{\frac{2e\lambda}{m} \frac{dV}{dx}}.$$

Also ergibt sich für die mittlere Geschwindigkeit

$$(7) \quad v = \sqrt{\frac{e\lambda}{2m} \frac{dV}{dx}},$$

und dieser Ausdruck ist in Gleichung (2) einzuführen.²⁾

Eliminiert man Q , v , p und n zwischen den Gleichungen (1) bis (3), (5) und (7), so erhält man folgende Differentialgleichung für V :

$$(8) \quad \frac{d^2 V}{dx^2} = 2\bar{a}_1 \left\{ \left(\frac{dV}{dx} \right)^{-1/2} - \bar{b}_1 \left(\frac{dV}{dx} \right)^{1/2} \right\}$$

mit der Bedeutung

$$(9) \quad \begin{cases} \bar{a}_1 = \bar{a} i; & \bar{a} = 4\pi \sqrt{\frac{m}{2e\lambda}}, \\ \bar{b}_1 = \frac{\bar{b}}{i}; & \bar{b} = \frac{e^3 q \lambda}{2m\alpha}. \end{cases}$$

Multipliziert man (8) mit $(dV/dx)^{1/2}$ und integriert unter Festhaltung der Grenzbedingungen, daß V und dV/dx für $x = 0$ verschwinden sollen, so ergibt sich

$$(10) \quad V = \frac{x}{\bar{b}_1} - \frac{1}{3\bar{a}_1 \bar{b}_1} \left(\frac{dV}{dx} \right)^{3/2}.$$

1) Strenger ausgedrückt: es muß λ so klein sein, daß die Veränderlichkeit von dV/dx über die Strecke λ vernachlässigt werden kann. Da nun hier gerade die Inhomogenität des Feldes zwischen den Elektroden berücksichtigt wird, folgt daraus die Forderung im Text.

2) Man vgl. hierzu: J. J. Thomson, Die Korpuskulartheorie der Materie. Braunschweig, Vieweg & Sohn, 1908. S. 52 u. 53 und J. S. Townsend, a. a. O.

Führt man andererseits $h = \frac{dV}{dx}$ als neue Variable in (8) ein und integriert wiederum, so findet man

$$(11) \quad \bar{a}_1 \bar{b}_1^{3/2} x = \frac{1}{2} \lg \frac{1 + \sqrt{\bar{b}_1 h}}{1 - \sqrt{\bar{b}_1 h}} - \sqrt{\bar{b}_1 h}.$$

Setzt man jetzt

$$(12) \quad \sqrt{\bar{b}_1 h} = \sqrt{\bar{b}_1 \frac{dV}{dx}} = z$$

und

$$(13) \quad \frac{1}{2} \lg \frac{1+z}{1-z} - z = \varphi(z),$$

so ergibt sich aus (11) und (10)

$$(14) \quad \begin{cases} x = \frac{1}{\bar{a}_1 \bar{b}_1^{3/2}} \varphi(z), \\ V = \frac{1}{\bar{a}_1 \bar{b}_1^{3/2}} \left[\varphi(z) - \frac{z^3}{3} \right]. \end{cases}$$

Die beiden Gleichungen (14) stellen den gesuchten Zusammenhang zwischen V , i und x mittels der Hilfsveränderlichen z dar, und zwar ergeben sie unmittelbar den Potentialverlauf bei gegebenem Stromwert. Zur Berechnung der Charakteristik bei festem x erhält man aus (14) und (9):

$$(II) \quad \begin{cases} i = \frac{\bar{a}^2 \bar{b}^3 x^2}{[\varphi(z)]^2}, \\ V = \bar{a}^2 \bar{b}^3 x^3 \frac{\varphi(z) - \frac{z^3}{3}}{[\varphi(z)]^3}. \end{cases}$$

Es zeigt sich also, daß $i/\bar{a}^2 \bar{b}^3 x^2$ universelle Funktion von $V/\bar{a}^2 \bar{b}^3 x^3$ ist¹⁾ und daraus läßt sich die Druckabhängigkeit der ermittelten Charakteristik ableiten, sobald bekannt ist, wie der Druck in die Konstanten \bar{a} und \bar{b} eingeht. Nun ist λ umgekehrt proportional dem Druck P , q ist für hinreichend hohe Potentialwerte proportional P (J. S. 147); setzt man also a als vom Druck näherungsweise unabhängig voraus (J. S. 161), so wird auch \bar{b} unabhängig vom Druck und $\bar{a} \propto P^{1/2}$. Folglich ergibt sich dann i/P als für alle Drucke gleiche Funktion von V/P .

1) Man vgl. die analogen Verhältnisse J. S. 150.

Für sehr kleine Werte von i (z näherungsweise = 1) ergibt sich aus (II)

$$(15) \quad i = \frac{\bar{b} V}{x},$$

d. h. es müßte dann Ohmsches Gesetz gelten und die Leitfähigkeit wäre unabhängig vom Druck. Aber es muß betont werden, daß die Voraussetzung, welche gegenwärtig verfolgt wird (S. 735), schwerlich für niedrige Strom- und Potentialwerte zutrifft. Dagegen werden die Voraussetzungen der Theorie um so genauer erfüllt sein, je größer i ist.

Nun erhält man für große Werte von i , d. h. kleine Werte von b_1 , folgende Näherungsformel [am einfachsten, indem man in (10) V als Potenzreihe nach ganzen Potenzen von b_1 ansetzt]:

$$(IIa) \quad \begin{cases} V = (\bar{a}_2 i)^{2/3} x^{1/3} \{ 1 - \bar{b}_2 \bar{a}_2^{2/3} i^{-1/3} x^{2/3} \}, \\ \bar{a}_2 = \left(\frac{3}{5}\right)^{1/2} 12\pi \sqrt{\frac{m}{2e\lambda}}; \quad \bar{b}_2 = \frac{5e^3 q \lambda}{21 m \alpha}. \end{cases}$$

Diese Näherungsformel ist darum von besonderem Interesse, weil sie zeigt, daß für genügend große Stromdichten $V \propto i^{2/3}$ wird, welches auch immer die Werte der Konstanten sein mögen; natürlich wird es aber von den Bedingungen des Versuchs abhängen (P und x), ob die erforderlichen Stromdichten wirklich erreicht werden können. Die Formel (IIa) ist der früheren Formel (Ia) völlig analog gebaut, und die numerische Berechnung zeigt, daß auch im allgemeinen Falle die durch (II) dargestellte Gesetzmäßigkeit der früher betrachteten (I) formal sehr ähnlich ist. Trägt man die Stromdichte als Ordinate gegen $V^{3/2}$ als Abszisse auf, so werden die Charakteristiken Kurven, die nur unbeträchtlich von Geraden abweichen (man vgl. Fig. 1, J. S. 153), die Parameter gehen aber in anderer Weise ein. Macht man die oben (S. 737) ausgesprochenen Annahmen über die Druckabhängigkeit der Konstanten, so zeigt sich, daß die Spannung, die zur Aufrechterhaltung einer bestimmten Stromdichte erforderlich ist, mit dem Drucke zunimmt. Der Koeffizient von $i^{2/3}$ in (IIa) unterscheidet sich von demjenigen in (Ia) durch den Faktor $0,727 (x/\lambda)^{1/3}$; d. h. also die Neigung der Grenzgeraden (oder das Verhältnis $i/V^{3/2}$ für große i) nimmt $\propto 1/P^{1/3}$ ab, während es nach (Ia) unabhängig vom Druck ist.

Nach dem soeben Ausgeführten befindet man sich unter den Annahmen, welche der gegenwärtigen Theorie zugrunde liegen, bereits in demjenigen Druckgebiet, in welchem Druck-erhöhung den Stromdurchgang erschwert, während nach den Formeln (I) das Umgekehrte der Fall war. Die Umkehr des Druckeinflusses muß dort erfolgen, wo die mittlere freie Weglänge λ anfängt mit dem Elektrodenabstand x vergleichbar zu werden.

Findet gar keine Ionisation durch Stoß statt, d. h. also, setzt man V kleiner voraus als die Ionisierungsspannung, so hat man das q der Gleichung (5) gleich 0 zu setzen. Dann reduzieren sich die Charakteristiken (I) und (II) auf die ersten Glieder von (Ia) und (IIa); demnach ist die Charakteristik dann unabhängig vom Gasdruck, solange λ größer als x ist [Formel (Ia)], und die Stromdichte für gegebenes V nimmt gegenüber dem Vakuumwert ab, wenn λ beträchtlich kleiner geworden ist als x [Formel (IIa)]. Das ist genau, was Schottky beobachtet hat¹⁾, allerdings bei zylindrischer Anordnung.

Bisher haben wir die Annahme verfolgt, daß die Geschwindigkeit der Elektronen im elektrischen Felde groß sei gegen ihre thermische Geschwindigkeit; um nun zu untersuchen, welche Abweichungen durch die Berücksichtigung der thermischen Geschwindigkeit zu erwarten sind, wollen wir jetzt die umgekehrte Annahme der Rechnung zugrunde legen.

An die Stelle der Gleichung (2) tritt jetzt

$$(2'') \quad i = e n k \frac{dV}{dx},$$

wo k die Beweglichkeit der Elektronen ist.

Die Zahl der pro sec und cm^3 erzeugten Elektronen ist jetzt nicht mehr proportional i , kann aber proportional n gesetzt werden, so daß wir statt (3) erhalten:

$$(3'') \quad \bar{q} n - \alpha n p = 0.$$

Die Größe \bar{q} soll als Konstante behandelt werden, die — ebenso wie k — die Molekulargeschwindigkeit enthält. In demjenigen Gebiete, in welchem wirklich die Geschwindigkeit der Elektronen proportional der Feldstärke ist, darf zwar keineswegs \bar{q} als unabhängig von dV/dx angesehen werden,

1) W. Schottky, Phys. Zeitschr. 15. S. 625. 1914. Letzter Abschnitt.

da es sich aber hier nur um eine Korrekptionsrechnung für den Fall handelt, daß Gleichung (7) aufhört zulässig zu sein, mag immerhin \bar{q} als konstant angesehen werden.

Aus (1), (2'') und (3'') gelangen wir zu der folgenden Differentialgleichung für V :

$$(16) \quad \frac{d^2 V}{dx^2} = a_1 \left\{ \left(\frac{dV}{dx} \right)^{-1} - \bar{b}_1 \right\};$$

dabei ist gesetzt:

$$(17) \quad \begin{cases} \bar{a}_1 = \bar{a} i; & \bar{a} = \frac{4\pi}{k} \\ \bar{b}_1 = \frac{\bar{b}}{i}; & \bar{b} = \frac{e \bar{q} k}{\alpha} \end{cases}$$

Durch ganz analoge Rechnungen wie oben (S. 736 u. 737) gelangt man zu folgender Lösung, wenn

$$(18) \quad \bar{b}_1 h = \bar{b}_1 \frac{dV}{dx} = \zeta$$

und

$$(19) \quad -\lg(1 - \zeta) - \zeta = \psi(\zeta)$$

gesetzt wird:

$$(III) \quad \begin{cases} i = \frac{\bar{a} \bar{b}^2 x}{\psi(\zeta)}, \\ V = \bar{a} \bar{b} x^2 \frac{\psi(\zeta) - \frac{\zeta^2}{2}}{[\psi(\zeta)]^2}. \end{cases}$$

Für kleine Werte von i ergibt sich analog (15):

$$(20) \quad i = \frac{\bar{b} V}{x}$$

und für große Werte von i :

$$(IIIa) \quad \begin{cases} V = \bar{a}_2^{1/2} i^{1/2} x^{3/2} \left\{ 1 - \bar{a}_2^{1/2} \bar{b}_2 x^{1/2} i^{-1/2} \right\}; \\ \bar{a}_2 = \frac{32\pi}{9k}; & \bar{b}_2 = \frac{3e\bar{q}k}{8\alpha} \end{cases}$$

Für große Werte von i wird also unter den gegenwärtigen Annahmen $i \propto V^2$, und die numerische Berechnung von (III) zeigt, daß die Charakteristiken jetzt einen ähnlichen Verlauf in der i, V^2 -Ebene haben, wie die früheren in der i, V -Ebene. Als einzige Folgerung, die wir für die vorliegende Untersuchung aus den Formeln (III) bzw. (IIIa) ziehen wollen, ergibt sich also, daß an der Grenze der Gültigkeit von (II) die Strom-

dichten eine Tendenz zeigen werden, stärker als mit der $3/2^{\text{ten}}$ Potenz von V anzusteigen. Außerdem würde eine Temperaturabhängigkeit bemerkbar werden.

Es müssen noch einige Worte über den Gültigkeitsbereich der aufgestellten Theorie gesagt werden. Nach der Seite der niedrigen Drucke ist sie nur durch die Annahme beschränkt, daß λ klein gegen x sein muß. Daher geht auch (IIa) für $\lambda = z$ nicht genau in (Ia) über, sondern unterscheidet sich dann im Hauptgliede noch durch den Faktor 0,727. (Vgl. S. 738.)

Nach der Seite höherer Drucke ist der Gültigkeit unserer Theorie durch die Bedingung $X/P > 1000$ eine Grenze gesetzt. Mit diesem Werte ist aber bereits das Gebiet erreicht, welches durch die Townsendsche Theorie völlig geklärt ist.¹⁾

Es sei noch besonders darauf hingewiesen, daß nach der vorgetragenen Theorie die Stromdichten sich in einem ziemlich beträchtlichen Druckgebiet proportional $V^{3/2}$ ergeben müssen, sofern es nur gelingt — unter Vermeidung von Temperatursättigung der Glühkathode — hinreichende Stromdichten zu erreichen. Es ist also keineswegs gerechtfertigt, wie das auch Hr. Lilienfeld wiederholt betont hat, die Gültigkeit des $3/2$ -Gesetzes als hinreichendes Kriterium für höchstes Vakuum anzusehen.

Zum Schluß wollen wir noch untersuchen, inwieweit die mitgeteilten Rechnungen zur Deutung der Versuche des Hrn. Lilienfeld beitragen können. Zunächst geht aus dem Gesagten hervor, daß die Gleichungen (II) bzw. (IIa) formal die gemessenen Charakteristiken genau so gut wiedergeben, wie die älteren Gleichungen (I) und (Ia). (Man vgl. J. § 3.) Es ist aber völlig unzulässig, die Formeln (II) heranzuziehen, solange man annimmt, daß die mittlere freie Weglänge durch den Gasdruck bestimmt ist. Da die mittleren freien Weglängen der Elektronen bei einem Druck eines mm Hg bereits von der Größenordnung $1 \cdot \text{cm}^{-1}$ sind²⁾, käme man schon bei Drucken von 10^{-3} mm Hg zu Werten von λ , welche die Anwendung der Formeln (II) ausschließen. Andererseits bewirkt

1) Man vgl. J. S. Townsend, a. a. O. Kap. 8.

2) A. Partzsch, Ann. d. Phys. 40. S. 157. 1913.

eine Zunahme des Gasdrucks, wenn $\lambda \propto 1/P$ gesetzt wird, wie oben (S. 738 u. 739) ausgeführt, eine Verminderung der Stromdichte bei konstantem Potential, während in dem von Hrn. Lilienfeld untersuchten Gebiet das Umgekehrte der Fall ist.

Dagegen ist bei der Form der benutzten Entladungsröhren die Annahme nicht von der Hand zu weisen, daß λ im wesentlichen durch die Weite des Rohres (außerdem vielleicht durch die negativen Ladungen selbst) bestimmt ist. Macht man diese Annahme, so wird λ von einem bestimmten Druckwerte abwärts unabhängig vom Druck. Es kann allerdings fraglich erscheinen, ob bei Berücksichtigung des Wandinflusses unsere Theorie noch anwendbar ist, weil das Problem dann nicht mehr eindimensional ist; aber für die allgemeinen Schlußfolgerungen ist es gleichgültig, welcher Umstand den Wert der freien Weglänge bestimmt.

Bei konstantem λ wird \bar{a} (bzw. \bar{a}_2) konstant, und auch \bar{b} (bzw. \bar{b}_2) wird unabhängig vom Druck, wenn die sekundären Elektronen im wesentlichen durch Stoß an der Wand erzeugt werden; nur derjenige Teil der Elektronen, welche durch Stoß mit Gasmolekülen entstehen, wird mit zunehmendem Druck \bar{b} vergrößern und so (genau wie nach der Theorie I und im Einklang mit der Beobachtung) den Strom für gegebene Spannung heraufsetzen.

Es erklärt sich also unter diesen Umständen nicht nur die Form der Charakteristik, sondern auch die Existenz einer Grenzcharakteristik, die unabhängig von Druck und Temperatur ist; es erklärt sich ferner die beobachtete Erwärmung der Glaswände. Denn im Gegensatz zu der früheren Theorie wird bei der gegenwärtigen die Hauptmenge der Stromenergie an die Wände abgegeben; die Energie, welche der Anode mitgeteilt wird, wächst nur $\propto \frac{dV}{dx}^1$ und wird daher (vgl. J. S. 154) häufig nur wenig vom Anodenabstand abhängen, wie es auch von Hrn. Lilienfeld beobachtet wurde.

1) Der Energiestrom pro Querschniteinheit ist $nv \cdot \frac{mv^2}{2}$, also bei gegebener Stromdichte proportional dV/dx ; denn nv ist proportional i [Formel (2)] und v proportional $\sqrt{\frac{dV}{dx}}$ [Formel (7)].

Endlich ergibt sich auch eine Möglichkeit, den Widerspruch zwischen dem beobachteten und errechneten Wert des Quotienten $i/V^{2/3}$ (J. S. 172/173) aufzuklären. Solange angenommen wurde, daß sekundäre Elektronen nur durch Stoß mit Gasmolekeln erzeugt werden können, war es nicht möglich, für b beträchtliche Werte einzusetzen (J. S. 173), weil die Grenzfunktion dann nur für kleine Werte von b erreicht wird, und sich sonst eine Druckabhängigkeit ergeben hätte, welche den Ergebnissen des Experiments widersprochen hätte. Wenn man aber die freie Weglänge durch die Rohrweite bestimmt sein läßt und demgemäß auch Erzeugung sekundärer Kathodenstrahlen an den Wänden zuläßt, wird sich bei abnehmendem Druck schließlich ein Zustand einstellen, bei dem auch die Erzeugung sekundärer Elektronen vom Gasdruck unabhängig wird und dennoch einen beträchtlichen Einfluß haben kann. Rechnerisch bedeutet das, daß \bar{b} als konstant behandelt werden darf, ohne in seiner Größe beschränkt zu sein. Nun fällt \bar{a} ¹⁾ um so kleiner aus, je größer man \bar{b} wählt, so daß auf diese Weise ein Weg gegeben ist, den erwähnten Widerspruch zu beseitigen. Es erklärt sich so auch, warum bei solchen Versuchsanordnungen, bei denen die Entladung auf dem Wege zwischen den Elektroden nicht mit Glaswänden in Berührung kommt, der theoretische Wert vollständig²⁾ oder doch nahezu vollständig³⁾ erreicht wird.

Wenn die ausgesprochene Vermutung richtig ist, muß eine Vergrößerung des Rohrdurchmessers λ heraufsetzen und damit das Potentialgefälle für gegebene Stromdichte vermindert werden.⁴⁾ Auf Grund der Versuche des Hrn. Lilienfeld kann dieser Punkt, wie schon bei früherer Gelegenheit betont wurde (J. S. 173), noch nicht als endgültig geklärt angesehen werden, so daß weitere Messungen in dieser Richtung wünschenswert sind.

1) Der Koeffizient \bar{a} unterscheidet sich von dem a der früheren Arbeit nur durch einen numerischen Faktor, wenn λ konstant ist. Vgl. Formel (9) und J. Formel (9).

2) S. Dushman, Phys. Rev. (2.) 4. S. 121. 1914; Phys. Zeitschr. 15. S. 681. 1914.

3) W. Germershausen, Ann. d. Phys. 51. S. 705, 847. 1916.

4) Dieser Einfluß wird um so unbedeutender, je größer \bar{b} ist.

Zusammenfassung.

Die früher gegebene Theorie der Hochvakuummentladung wurde durch Berücksichtigung der Elektronenweglängen nach der Seite höherer Drucke zu weiterentwickelt. Die Stromspannungscharakteristiken, die sich so ergeben, sind den früheren formal sehr ähnlich, insbesondere ergibt sich wieder als Grenzfunktion für hohe Stromdichten eine Proportionalität von i mit $V^{3/4}$; die Druckabhängigkeit ist aber jetzt eine andere. Bei Berücksichtigung der thermischen Geschwindigkeit an der Grenze des Gültigkeitsbereiches ist ein stärkeres Anwachsen der Stromdichte mit der Spannung zu erwarten.

Aus den gegebenen Rechnungen ergibt sich eine Möglichkeit, die Widersprüche zu beseitigen, welche zwischen den Versuchen des Hrn. Lilienfeld und der Theorie des Verfassers bestehen geblieben waren.

Leipzig, im November 1920.

(Eingegangen 17. Dezember 1920.)

5. Bemerkung zu Hrn. G. Jaffés vorstehender Arbeit: „Zur Theorie der Vakuumentladung“, von J. E. Lilienfeld.

Die letzten Untersuchungen Hrn. Jaffés veranlassen mich, in kurzen Worten meine Meinung darüber niederzulegen, wie der gegenwärtige Stand der Frage nach einer Ableitung meiner Versuchsergebnisse aus gewohnten Vorstellungen ist.

Bereits in meinen älteren Arbeiten und seither mehrmals wiederholt, ist die Aufmerksamkeit darauf gelenkt worden, daß eines der hervorragendsten Merkmale des von mir untersuchten Entladungsgebildes das Bestehen einer ungeordneten Elektronenbewegung ist, welche einen ganz erheblich höheren Energieumsatz bewirkt, als die geordnete Bewegung des Stromtransportes. Ferner, daß diese ungeordnete Bewegung ursächlich mit dem Vorhandensein positiver Ladungen zusammenhängt. In Hrn. Jaffés erster Arbeit wurde — im direkten Gegensatz zu diesen Merkmalen — die Vorstellung eingeführt, daß keine andere Bewegung außer der geordneten, stromtransportierenden besteht. Dessenungeachtet konnte Hr. Jaffé Formeln errechnen, welche die beobachteten Kurvenformen gut wiedergaben — erklärlicherweise lieferte aber die erste Arbeit, Hrn. Jaffés im allgemeinen ein Bild, welches dem tatsächlichen Sachbestand in mancher Hinsicht widersprach.

In der vorstehenden zweiten Arbeit strebt Hr. Jaffé es an, das Vorhandensein der ungeordneten Elektronenbewegung in seine Betrachtungen einzubeziehen. Auch von ihm wird diese Bewegung in ursächlichen Zusammenhang mit dem Bestehen positiver Ladungen gebracht. Und zwar geht Hr. Jaffé ursprünglich von der Annahme aus, daß die Ursache des ungeordneten Zustandes im *Volumen* der Strombahn liege und

durch die Stoßionisation der Gasreste gegeben sei.¹⁾ Diese letztere physikalische Vorstellung wird aber von Hrn. Jaffé bei der Diskussion seiner Rechnungsergebnisse — sofern das von mir untersuchte Druckgebiet in Betracht kommt — als unhaltbar erkannt und verlassen.²⁾

Nun meint aber Hr. Jaffé, die von ihm errechneten Formeln hätten einen weiteren Gültigkeitsbereich als die physikalische Vorstellung, die den Ansätzen zugrunde lag. Und zwar daß die Formeln Gültigkeit haben für eine jede Entladungsform, welche eine ungeordnete Bewegung mit sich führt. Es sei deshalb zulässig, nachdem die Formeln einmal da seien, eine völlig abweichende physikalische Vorstellung einzuführen. Als solche wird nicht — was ja an sich möglich wäre — die von mir seit Jahren wiederholt in Vorschlag gebrachte herangezogen, nämlich die Annahme eines neuartigen Dissoziationsvorganges im Volumen der Entladungsbahn. Es wird vielmehr in kurzen Worten — freilich zunächst nur als Möglichkeit — erwähnt, daß die ungeordnete Bewegung ursächlich dadurch bedingt sei, daß die mittlere freie Weglänge der Elektronen im wesentlichen durch die Rohrweite gegeben ist. Soweit ich es verstehe, liegt der Vorstellung der Elektronenstoß gegen die Glaswand und die Bildung sekundärer Elektronen unter gleichzeitigem Entstehen positiver Ladungen zugrunde, wogegen irgendwelche ionisationsähnliche Vorgänge im Volumen quantitativ nicht ins Gewicht fallen sollen.

Die Erteilung der Rolle eines Trägers oder Vermittlers der Stoßionisation an die Begrenzung der Entladungsbahn hat augenscheinlich den Vorzug, die von mir experimentell ge-

1) Die Rechnung wird unter der Annahme durchgeführt, daß die Geschwindigkeit der Elektronen im Felde groß gegen die thermische sei. Es scheint mir keineswegs erwiesen zu sein, daß dies für mein Entladungsgebilde zutrifft. Die Erörterung hierüber mag aber bis zur Ausführung einer von mir beabsichtigten experimentellen Untersuchung zurückgestellt bleiben.

2) Wesensgleiche Überlegungen führten mich bereits vor mehr als zehn Jahren zu der gleichen Schlußfolgerung: ich meinte damals, daß selbst unter der Berücksichtigung der Bildung mehrwertiger Ionen und der Zunahme ihres Aktionsradius bei den geringsten erreichbaren Gasdichten von der Stoßionisation bei Erklärung der Erscheinungen unbedingt abzusehen sei.

fundene Unabhängigkeit der Erscheinungen von der Gasdichte verständlich zu machen. Solch ein entscheidender Einfluß der Raumbegrenzung ist aber meiner Ansicht nach *nur unter ganz besonderen Annahmen* über die Eigenart der Glaswand geeignet, die tatsächlich ganz hervorragende Stabilität meiner Entladungsform gedanklich ableitbar zu machen. Werden besondere Annahmen nicht getroffen, dann wird wohl eine jede geordnetere Entladungsform wahrscheinlicher und stabiler sein jeder anderen gegenüber, bei welcher die ungeordnete Bewegung in höherem Maße überwiegt. Es wird also letzten Endes ein geradlinig von Kathode zur Anode durchgehendes Kathodenstrahlbündel als die stabilste aller Entladungsformen bestehen bleiben. In der Tat bildet sich stets an der Übergangsstelle in die zylindrische Entladungsbahn ein Striktionskathodenstrahl, dessen geordnete Bewegung sonderbarerweise sich im weiteren Verlaufe verliert. Fraglos ist ein physikalischer Grund für eine derartige Bevorzugung ungeordneter Bewegungen vom Gesichtspunkte der ausschlaggebenden Rolle der Glaswand nicht ohne Einführung besonderer Voraussetzungen einzusehen.

Es müßte also erst untersucht werden, ob unter Einführung *besonderer Annahmen* über das Verhalten der Glaswände dem Elektronenstoß gegenüber — und welcher? — eine einwandfreie Ableitung sämtlicher charakteristischer Merkmale der Erscheinung möglich ist. Abhängigkeit der Charakteristik von der Glasart — z. B. ob Quarz oder Bleiglas — stünde zu erwarten. Es wäre also nicht lediglich Gedankenarbeit, sondern auch eine experimentelle, das *tatsächliche Vorhandensein* der anzunehmenden Eigenschaften beweisende Untersuchung unbedingt erforderlich.

Es erscheint mir deshalb von Wert, auch an dieser Stelle darauf hinzuweisen, daß die Heranziehung der Eigenschaften des Isolators für die Erklärung verschiedener Erscheinungen der Hochvakuumentladung von mir seit dem Jahre 1914 angebahnt wurde.¹⁾ Ein besonders bemerkenswertes Experiment wurde in meinem in diesen Annalen 1920 abgedruckten Aufsatz mitgeteilt. Diesen Gedankengängen zufolge verhalten

1) Vgl. mein Sammelreferat, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik. Bd. 16. Heft 2. S. 140—152.

sich die Isolatoren dem Elektronenstoß gegenüber anders als Metalle. Während letztere, wenn sie isoliert sind, sich auf das volle Gegenpotential der auftreffenden Elektronen aufladen und von nun an einer Erwärmung durch Elektronenstoß nicht mehr unterliegen, gelingt es, Isolatoren dauernd mit Elektronen zu bewerfen und auf hohe Temperaturen zu erhitzen. Geklärt ist aber nicht, ob dieses Verhalten eine sekundäre Folge anderer primärer Vorgänge oder recht eigentlich auf eine Eigenschaft des Isolators zurückzuführen ist. Noch viel weniger sicher gestellt dürfte es aber sein, ob ein getreues Bild der von mir seit mehr als einem Jahrzehnt beobachteten Erscheinungen aufgebaut werden kann auf einer experimentell sich begründen lassenden Annahme über das Wesen des Isolators.

Wenn auch vom Gesichtspunkte der physikalischen Vorstellung aus gesehen die Gedanken, welche ich mir über meine Versuche machte, grundverschieden von denen Hrn. Jaffés sind, so besteht zwischen beiden hinsichtlich der für die mathematische Ableitung gegebenen Grundlage Verwandtschaft, sofern in beiden Fällen Auftreten positiver Ladungen und ungeordnete Bewegung vorausgesetzt wird. Diese Verwandtschaft bedingt es erklärlicherweise, daß die errechneten Beziehungen vielfach mit beiden Vorstellungen vereinbar sind — nach Hrn. Jaffés Meinung auch mit meinen Meßergebnissen innerhalb der gegenwärtigen Fehlergrenzen. Fragt man nach einem Experiment, welches die Entscheidung fällen könnte, so kommt in erster Linie eine erhebliche Verfeinerung derjenigen Messungen in Frage, welche mich dahin führten, den Satz aufzustellen, daß die Erscheinungen lediglich Funktion der Stromdichte sind, einen Satz, welcher sich mit Hrn. Jaffés Grundvorstellung nicht vereinbaren läßt, derzufolge die Glaswände eine ausschlaggebende Rolle spielen sollen. Gleichfalls würde eine Verfeinerung der Messung des Potentialgefälles längs der Rohrachse, besonders aber Ausdehnung des Meßbereiches auf die nähere Umgebung der Kathode — gleichbleibenden zylindrischen Querschnitt vorausgesetzt — unter Umständen¹⁾ einen entschei-

1) Würde dabei Linearität des Gefälles beobachtet werden, so wäre Hrn. Jaffés Annahme widerlegt. Im entgegengesetzten Falle würde freilich eine Entscheidung zwischen beiden Vorstellungen sich nicht ergeben.

denden Versuch liefern, dessen Durchführung freilich recht mühevoll und kostspielig würde. Möglicherweise würden auch die Schwierigkeiten, denen Hr. Jaffé bei der Erzielung einer Übereinstimmung in der Berechnung einer seiner grundlegenden Größen für mein Druckgebiet begegnet — umfangreicheres experimentelles Material vorausgesetzt — zur Entscheidung der Frage beitragen. Auch noch anders geartete experimentelle Untersuchungen dürften zu dem gleichen Ziele führen, und ich habe die Absicht, nach Erledigung laufender Verpflichtungen wiederholt auf den Gegenstand einzugehen.

Demnach ist der Zweck dieser meiner Bemerkungen nicht der, eine unmittelbare Folge von Erörterungen anzubahnen. Meine Absicht ist vielmehr vorläufig, es zu betonen, daß durch die Arbeiten Hrn. Jaffés zwar — in Übereinstimmung mit meinen eigenen Gedanken — sichergestellt ist, daß keinesfalls die Stoßionisationsvorgänge gewöhnlicher Art im Volumen für die Erscheinungen verantwortlich gemacht werden können, daß andererseits aber meines Dafürhaltens eine einheitlich zusammenhängende Ableitung der Tatsachen ohne Einführung dem derzeitigen Bestande der Physik fremder Voraussetzungen nach wie vor *nicht* für gegeben gelten darf.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität,
11. Dezember 1920.

(Eingegangen 17. Dezember 1920.)

6. Die lichtelektrische Wirkung unterteilter Lichtquanten; von C. Ramsauer.

(Aus dem Radiologischen Institut der Universität Heidelberg.)

Ausgangsvorstellungen¹⁾:

a) Die einzelnen Lichtquanten sind kohärente Wellenzüge von geringem Querschnitt.²⁾

b) Das Verhalten der einzelnen Lichtquanten gegenüber äußeren Beeinflussungen muß derart sein, daß die Befolgung der optischen Gesetze durch den ganzen Lichtstrahl erklärlich wird.

c) Der lichtelektrische Effekt besteht in der Umsetzung eines Lichtquants in die entsprechende Elektronenenergie durch den Atommechanismus.

1. Die Unterteilung der Lichtquanten durch zweimalige Polarisisation. — Trifft ein Strahl natürlichen Lichtes auf einen Kalkspat, so wird er in zwei senkrecht zueinander schwingende

1) Diese Vorstellungen sind durchaus nicht zwingend; man muß aber nach unserer Ansicht bei der experimentellen Bearbeitung des Quantenproblems den Mut haben, eine bestimmte *Anschauung* zugrunde zu legen. Lehnt man die räumliche Lokalisierung des Lichtquants überhaupt ab oder nimmt man sie im Gegenteil als absolut unzerstörbar an, so erhalten die hier gegebenen Versuchsergebnisse eine durchaus andere Deutung und müßten daher auch unter eine ganz andere Überschrift gebracht werden. *Rein experimentell* bestehen sie lediglich in der Feststellung, daß der lichtelektrische Effekt eines Strahles durch die zweimalige Passierung eines Polarisators nicht geändert wird.

2) Vgl. H. A. Lorentz, *Physik. Zeitschr.* 11. S. 353. 1910, sowie P. Lenard u. W. Hauser, *Heidelberger Akad.* 1913, A 19, S. 34, Anm. 61 (Interferenzversuche an abklingenden Phosphoren, bei deren schwacher Lichtstärke nur die Wellenzüge von Einzelquanten als mit sich selbst interferierend in Betracht kommen). Auch die Ergebnisse W. Wiens (*Ann. d. Phys.* 60. S. 597. 1919) über die Leuchtdauer der Atome legen die Auffassung des ausgesandten Lichtquants als eines kohärenten Wellenzuges nahe. — Ferner A. Einstein, *Phys. Zeitschr.* 18. S. 121. 1917 (theoretischer Nachweis einer bestimmten Auss'rahlungsrichtung des Quants auf Grund von Impulsbetrachtungen).

Strahlen von untereinander gleicher Energie zerlegt. Dieser Vorgang kann im Sinne der Quantentheorie in doppelter Weise gedeutet werden: Entweder bleibt jedes Quant als Ganzes erhalten und paßt sich derjenigen der beiden Schwingungsebenen an, mit welcher seine eigene Schwingungsebene den kleineren Winkel bildet, oder jedes Quant wird nach der klassischen Auffassung in zwei Anteile $(h \cdot \nu) \cdot \cos^2 \gamma + (h \cdot \nu) \sin^2 \gamma$ zerlegt, wo γ den Winkel der Schwingungsebene des Quants mit dem Hauptschnitt bedeutet.

Wir lassen nun einen der beiden Strahlen auf einen zweiten entsprechend orientierten Kalkspat fallen. Im letzteren der obigen beiden Fälle würde sich die Unterteilung nach derselben Gesetzmäßigkeit fortsetzen. Aber auch bei der ersten Annahme müßten wir *jetzt* zu einer Unterteilung gelangen. Denn bei der Gleichheit aller Schwingungsrichtungen kann die erfahrungsgemäße weitere Teilung in die beiden Schwingungsmöglichkeiten des zweiten Kalkspats nach den Anteilen $\cos^2 \gamma' + \sin^2 \gamma'$ jetzt nicht mehr durch Anpassung der ungeteilt bleibenden Lichtquanten an die beiden Schwingungsebenen, sondern nur noch durch wirkliche Teilung der Einzelenergien nach Maßgabe der genannten Anteile erfolgen. Benutzt man also schließlich nur den einen der beiden durch den zweiten Kalkspat gelangten Strahlen, so stellt dieser jedenfalls ein Bündel unterteilter Lichtquanten dar.

Die im folgenden benutzte Versuchsanordnung war verschieden, je nachdem es sich um ultraviolette oder sichtbares Licht handelt. Im ersten Falle (Versuche unter 3; Fig. 1) wurde das natürliche Licht zuerst durch Reflexion an einer Quarzfläche polarisiert und dann mittels eines Kalkspats in einen ordentlichen und einen außerordentlichen Strahl zerlegt, von denen nur der ordentliche Strahl benutzt wurde. Im zweiten Falle (Versuche unter 4) wurde das natürliche Licht zuerst an einem Spiegel aus schwarzem Glase polarisiert und fiel dann auf ein achromatisiertes Kalkspatprisma, welches nur den außerordentlichen Strahl zur Benutzung gelangen läßt.

Bezeichnet man in beiden Fällen den Winkel zwischen den Polarisationssebenen der spiegelnden Fläche und des benutzten Kalkspatstrahles mit α , und sieht man von einer etwaigen Unterteilung der Quanten bei der Polarisation am Spiegel ab, so besteht der für eine bestimmte Winkelstellung des zweiten

Polarisators erhaltene Teilstrahl aus Quantenstücken von der Größe $(h \cdot \nu) \cdot \cos^2 \alpha$. Für den Fall, daß auch schon am Spiegel eine Quantenunterteilung eintritt (was bei dem Verhalten des Lichtquants am zweiten Polarisator das Wahrscheinlichere ist), würde dieser Ausdruck die obere Grenze des Quantenbruchteiles bedeuten; der einfacheren Darstellung wegen wollen wir im folgenden aber lediglich die sichere Unterteilung auf $(h \cdot \nu) \cdot \cos^2 \alpha$ am zweiten Polarisator in Rechnung setzen.

2. *Die möglichen Einflüsse der Quantenunterteilung auf den lichtelektrischen Effekt.* — Faßt man den lichtelektrischen Effekt in dem Sinne als quantenhaft auf, daß das Atom die Energie eines von außen kommenden Lichtquantes $h \cdot \nu$ in die Elektronenenergie $\varepsilon \cdot P$ umsetzt, von welcher letzterer ein Teil zur Überwindung der gesamten Abtrennungsarbeiten verwandt wird, und der Rest als äußere Energie zur Erscheinung kommt, so muß die Unterteilung, z. B. Halbierung des Lichtquants, diese Erscheinung völlig ändern. Denn diese Halbierung bedeutet ja ihrer Wirkung nach das gleiche wie eine Verdoppelung der Lichtwellenlänge. Dies müßte sich auf die äußerlich meßbaren Grundvorgänge des lichtelektrischen Effekts, die Geschwindigkeitsverteilung und die Gesamtelektronenmenge auf das deutlichste zeigen. Die Geschwindigkeitsverteilung würde dieselbe Form annehmen wie bei Verdoppelung der Wellenlänge, die Elektronenmenge würde sich geradeso ändern, wie bei gleichzeitiger Halbierung der Energie und Verdoppelung der Wellenlänge, würde also nicht proportional der verminderten Energie, sondern nach einer speziellen lichtelektrischen Funktion, im allgemeinen sehr schnell, abnehmen. Dieser Überlegung nach zerfallen die folgenden Versuche in zwei Gruppen: die Untersuchung der Geschwindigkeitsverteilung und die Untersuchung der Elektronenmenge als Funktion des Winkels α .

3. *Die Abhängigkeit der Geschwindigkeitsverteilung von der Unterteilung der Lichtquanten.* — In der Versuchsanordnung der Fig. 1 sind:

H_g eine Quarzquecksilberlampe mittlerer Stärke,

B_1 eine Blende von etwa 4×1 mm Öffnung (Längsdimension senkrecht zur Zeichenebene),

- S* ein Schieber, durch welchen einen bestimmten Zeitbetrag hindurch, z. B. 30 Sekunden, der Lichtweg freigegeben wird,
- L₁ L₂* zwei Quarzlinsen von zusammen etwa 18 cm Brennweite für 250 μ und 9 cm Durchmesser,
- P* ein Quarzprisma, dessen Außenfläche (6×7 cm) als Polarisatorspiegel mit dem Einfallswinkel 58° entsprechend 250 μ benutzt wird,
- K* ein natürliches Kalkspatstück¹⁾ von 3,3 cm Dicke, welches um die Strahlrichtung als Achse drehbar ist; gemessener Drehungswinkel α im obigen Sinne,
- o u. e* der ordentliche bzw. außerordentliche Strahl,
- Q* eine senkrecht zur Achse geschliffene, das Vakuum abschließende Quarzplatte,
- B₂* eine Blende, welche so groß bemessen ist (elliptisch; $5:2,5$ mm), daß die Stärke des Blendenbildes auf *Z* möglichst wenig vermindert wird, daß aber das außerordentliche Bild auch in seinen äußersten Randteilen möglichst abgehalten wird,
- Z* ein 1 mm breiter, 9,5 mm hoher Zinkstreifen (senkrecht zur Zeichenebene), auf dessen Mitte das ordentliche Bild fällt,
- A* der zum Elektrometer geleitete Auffangekäfig,

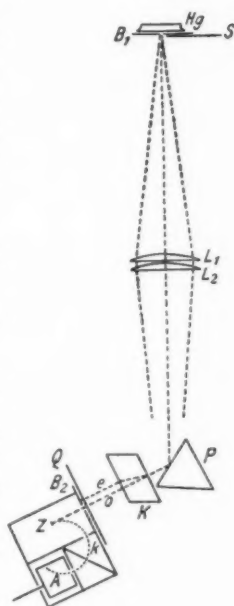


Fig. 1.

1) Das besonders durchlässige und ungewöhnlich glatt gespalteno Stück wurde mir von Hrn. Geheimrat Goldschmidt, Heidelberg, in liebenswürdigster Weise zur Verfügung gestellt, wofür ich auch an dieser Stelle meinen herzlichen Dank aussprechen möchte.

k die durch Blenden festgelegte Kreisbahn, auf welcher die Elektronen bestimmter Geschwindigkeit durch das bestimmte Magnetfeld eines hier nicht gezeichneten Spulensystems nach A gelenkt werden (Radius von k 8 mm, Blendenbreite 1 mm).

Die ganze lichtelektrische Anordnung, welche hier im Vergleich zu den übrigen Teilen etwa 4 mal zu groß gezeichnet ist, ist in ein durch Diffusionspumpe evakuierbares, mit Kohlen säurekühlung versehenes Rohr eingeschlossen.

Die Versuche bestehen darin, daß die nach A gelangenden Elektronenmengen als Funktion des Magnetfeldes, d. h. der Elektronengeschwindigkeiten, aufgenommen werden.¹⁾

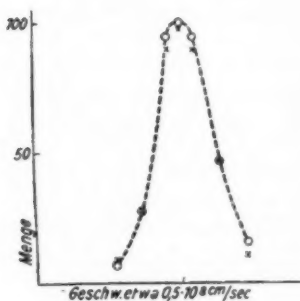


Fig. 2.

Fig. 2 zeigt die gefundenen Verteilungskurven für $\alpha = 0^\circ$ bei 30'' Belichtung (○ ○) bzw. für $\alpha = 60^\circ$ bei 120'' Belichtung (× ×); der bereits in Abzug gebrachte Wert für falsches Licht betrug in beiden Fällen etwa 3 Proz. der Maximalordinate. Wie man sieht, ergibt sich eine völlige Identität der beiden Kurvenformen und ein Mengenverhältnis von rund 1 : $\frac{1}{4}$ bei Berücksichtigung der verschiedenen Belichtungszeiten.

Genau dasselbe Resultat ergab der analoge Versuch für $\alpha = 45^\circ$. Ebenso zeigten sich keine Änderungen der Verteilungskurve, wenn die Polarisierung nur mittels Spiegelung oder nur mittels Kalkspats erfolgte, oder wenn völlig unpolarisiertes Licht benutzt wurde, bis auf eine eben merkbliche Verschiebung des Maximums bei Einschaltung des Kalkspats nach geringeren Geschwindigkeiten, wie sie sich ohne weiteres durch die nach kürzeren Wellen wachsende Absorption des dicken Kalkspats erklärt. Durch besondere Kontrollmessungen

1) Näheres vgl. C. Ramsauer, Über eine direkte magnetische Methode zur Bestimmung der lichtelektrischen Geschwindigkeitsverteilung. Ann. d. Phys. 45. S. 961. 1914.

(3 um je 45° gegeneinander verdrehte Versuche) wurde übrigen noch festgestellt, daß die Orientierung der Schwingungsebene zu den Schmiergeliefen des Zinkstreifens keinerlei Rolle spielt.

Die folgende Tabelle zeigt die Abhängigkeit der absoluten Maximalordinaten der Verteilungskurven von der Größe des Winkels α :

$\leq \alpha^\circ$	0	15	30	45	60	75	90
$100 \cdot \cos^2 \alpha$	100	93,3	75	50	25	6,7	0
Elektronenmenge	100	93,4	73,7	46,7	22,4	9,9	5,3

Die Zahlenreihe folgt bis über 60° hinaus innerhalb der Versuchsfehler den theoretischen Werten, während sich erst zum Schluß falsches Licht bemerkbar macht. Letzteres wird in der Hauptsache durch die nicht völlige Abhaltung des außerordentlichen Strahles für die ungünstigsten Winkelstellungen, bei welchen die beiden Bilder in der Längsrichtung aneinanderstoßen, zum wesentlich kleineren Teile durch die nicht vollständige Polarisation an der Quarzebene infolge der verschiedenen Strahlenrichtungen und Wellenlängen bedingt, beides Fehler, welche bei dem hohen Energiebedarf der Methode nicht vermieden werden können.

Ergebnis:

a) Die Geschwindigkeitsverteilung bleibt genau die gleiche bei Unterteilung der Lichtquanten auf $\frac{1}{2}$ und $\frac{1}{4}$, während nach dem obigen Standpunkt bereits die Unterteilung auf $\frac{1}{2}$ die Verteilungskurve für $250 \mu\mu$ zur Verteilungskurve für $500 \mu\mu$ machen müßte; da der Schwellenwert bei etwa $360 \mu\mu$ liegt, müßte jede äußere Geschwindigkeitsverteilung verschwinden.

b) Die absoluten Mengen der maximal vertretenen Geschwindigkeiten und damit die ihnen proportionalen absoluten Mengen aller senkrecht zu Z ausgesandten Elektronen sinken innerhalb der Meßgenauigkeit lediglich entsprechend dem Faktor $\cos^2 \alpha$, während sie bei obigem Standpunkt schon bei $\alpha = 34^\circ$ auf Null gesunken sein müßten, da bei dieser Winkelstellung der Energieinhalt der ursprünglichen $250 \mu\mu$ -Quanten den Energieinhalt der $360 \mu\mu$ -Quanten, d. h. den Schwellenwert, erreicht haben würde.

4. Die Abhängigkeit der Elektronenmengen von der Unterteilung der Lichtquanten. Diese Frage ist in dem letzten Versuche schon behandelt, läßt sich aber für die größten Werte von α , d. h. für die weitgehendste Unterteilung der Lichtquanten, dort nicht mehr durchführen. Diese Verhältnisse liegen weit günstiger bei der entsprechenden Benutzung einer Kaliumnatriumzelle.

Die Versuchsanordnung ist der der Fig. 1 sehr ähnlich. An Stelle von B_1 tritt eine kreisförmige Blende von 3,3 mm Durchmesser, an Stelle von $L_1 L_2$ ein photographisches Objektiv von rund 30 cm Brennweite, an Stelle von P eine schwarze Glasfläche, an Stelle von K das achromatisierte Kalkspatprisma, an Stelle von Z und A die mit einem Einfaden-elektrometer verbundene Zelle. Die Zelle ist jetzt etwa 2 m vom 2. Polarisator entfernt, trägt außerdem selbst (an Stelle von S) den Lichtverschluß. Bei Versuchen mit monochromatischem Licht einer Quecksilberlampe wurden entsprechende

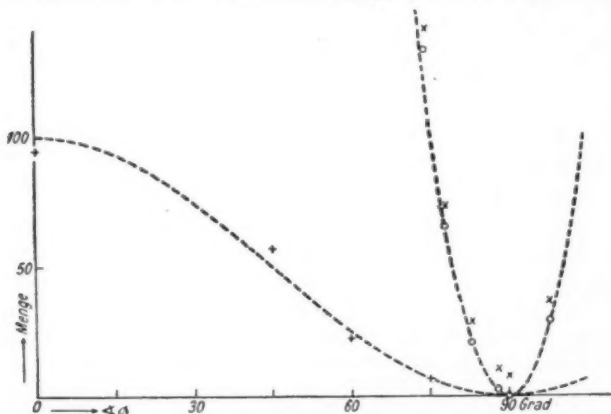


Fig. 3.

Farbfilter am Objektiv eingeschaltet. Der Strahlengang hinter dem Objektiv ist nahezu parallel, kann jedoch zur Abschwächung der Helligkeit durch eine hinter dem zweiten Polarisator eingeschaltete Linse nach Belieben zerstreut werden.

Fig. 3 zeigt die Ergebnisse für die violette Hg-Linie ($436 \mu\mu$). Die ++ entsprechen hierbei der geringsten noch

meßbaren Lichtintensität, wobei die Größenordnung des kleinsten zur Messung gelangenden Stromes $1 \cdot 10^{-14}$ Wb beträgt. Die $\times \times$ sind bei solcher Lichtstärke aufgenommen, daß die kleinsten Werte (bei 90°) noch eben quantitativ bestimmbar waren. Die 90° -Abszisse ist hierbei durch einen Kontrollpunkt auf dem wiederaufsteigenden Kurvenast besonders festgelegt. Die gestrichelten Kurven entsprechen dem Schwächungsfaktor $\cos^2 \alpha$, wobei für die erste Kurve $\cos^2 0^\circ$, für die zweite Kurve $\cos^2 75^\circ$ auf 100 gelegt ist.

Die $++$ entsprechen innerhalb der Versuchsfehler dem Verlauf von $\cos^2 \alpha$, die $\times \times$ liegen alle etwas zu hoch, passen sich aber bis zu den kleinsten Werten herab der Kurve völlig an, wenn man den Wert für 90° als durch falsches Licht bedingt, überall abzieht (vgl. $\odot \odot$). Je nachdem man den Verlauf der experimentell gefundenen Kurve ($\odot \odot$) bis rund 82° , 84° oder 88° als einwandfrei mit der $\cos^2 \alpha$ -Kurve zusammenfallend ansieht, erhält man eine Unterteilung der Lichtquanten auf rund $\frac{1}{50}$, $\frac{1}{100}$ oder $\frac{1}{1000}$. — Die analogen Versuche für schwächstes grünes Hg-Licht ($546 \mu\mu$) geben dasselbe Resultat wie die $++$ -Punkte der Violettkurve.

Endlich wurden die Versuche noch auf schwächstes *kontinuierliches weißes* Licht einer Glühfadenlampe ausgedehnt; das Ergebnis zweier Versuchsreihen ist in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

$\angle \alpha$	$100 \cdot \cos^2 \alpha$	Elektronenmengen	
0°	100	100	100
45°	50	50,0	51,9
60°	25	23,1	27,8

Auch hier besteht also völlige Übereinstimmung mit der $\cos^2 \alpha$ -Reihe.

Ergebnis:

Die Verringerung der lichtelektrisch ausgelösten Elektronenmengen erfolgt bis zu weitgehendster Unterteilung der Lichtquanten lediglich nach Maßgabe der verringerten Gesamtenergie entsprechend $\cos^2 \alpha$, nicht aber nach dem viel steileren Abfall, wie er sich aus der obigen Auffassung des lichtelektrischen Effektes als einer durch die Größe des ankommenden Lichtquanten bedingten Erscheinung ergeben würde.

5. *Folgerungen.* — Faßt man nach wie vor den lichtelektrischen Effekt als quantenhaft auf, wie es bei der Gesamtheit der zurzeit vorliegenden Kenntnisse als unvermeidlich erscheint, so beruht nach den gefundenen Ergebnissen diese Grundeigenschaft nicht auf der Quantenhaftigkeit der ankommenden *Lichtenergie*, sondern auf dem quantenhaften Arbeiten des die Energie aufnehmenden *Atommechanismus*. Das Atom summiert die *Energien der in seinen Wirkungsbereich¹⁾ kommenden Lichtwellen bis zu dem Betrage des der Schwingungszahl entsprechenden Quants*, einerlei, ob das aus dem emittierenden Atom stammende *Lichtquant als Ganzes ankommt oder ob nacheinander eine entsprechende Anzahl kleinster Quantenbruchteile eintreffen*. Die Fähigkeit des Atoms, Lichtenergie zeitlich zu summieren bzw. aus einem verhältnismäßig großen Raumbereich in sich einzusaugen, erstreckt sich hierbei jedenfalls sehr weit, da sonst die Unveränderlichkeit des lichtelektrischen Effektes trotz stärkster Unterteilung der Quanten und trotz schwächster Bestrahlung mit kontinuierlichem weißen Licht, bei welchem sich die Summierung nur auf Quantenbruchteile gleicher Schwingungszahl erstrecken kann, nicht verständlich sein würde.²⁾

Heidelberg, im Oktober 1920.

1) Der Wirkungsbereich des Atoms kann, wie die Metallatome der Phosphore zeigen, wesentlich größere Weite annehmen, als der gewöhnlichen Atomgröße entspricht (P. Lenard, Heidelberger Akad. 1912, A 5, S. 41f.). Das gleiche läßt sich aus den Woodschen Versuchen über die äußerst große Absorption der Hg-Linie 253,6 in dünnstem Hg-Dampf schließen (Phil. Mag. 23. S. 689. 1912).

2) Bei diesem Ergebnis wird es übrigens zweifelhaft, ob es überhaupt zweckmäßig ist, die hier zugrunde gelegten Ausgangsvorstellungen über die räumliche Begrenzung des Lichtquants beizubehalten, da selbst bei dieser Annahme die Quantenhaftigkeit des lichtelektrischen Effektes sich als eine Eigenschaft des Atommechanismus erweist und damit der Hauptgrund zur Lokalisierung der Lichtquanten in Fortfall kommt. Dieser Schluß verliert nur dann seine Bedeutung, wenn man die Lichtquanten als absolut unteilbar voraussetzt, womit aber zugleich die Verpflichtung gegeben wäre, die Geltung der klassischen Optik, speziell die hier benutzte Unterteilung der Lichtenergie durch zwei Polarisatoren, unter dieser Voraussetzung begreiflich zu machen.

(Eingegangen 12. November 1920.)

7. Über eine neue Methode der Erzeugung elektromagnetischer ungedämpfter Schwingungen, welche in der Verwendung der elektrostatischen oder magnetischen Eigenschaften der Kathodenstrahlen zu schnellsten Stromunterbrechungen besteht;

von Al. Nasarischwily.

Eine Braunsche Röhre hat in *K* als Elektronenquelle die Glühkathode in Form, welche ihnen Hr. Samson gegeben hat.¹⁾ An dem entgegengesetzten Ende an Stelle des fluoreszierenden Schirmes befindet sich die Anode (Scheibe nur von 3 mm Breite).

In 5 cm Entfernung vor der Kathode sitzt ein Metallschirm mit einer Durchbohrung von 1,5 mm. „Die Spule *D* konzentriert die noch nicht völlig parallelen Strahlen“ (nach Samson). Die negative Klemme der Anodenbatterie (1800 bis 3500 Volt) ist an die Kathode angeschlossen und die positive Klemme ist durch die Entwicklung des Transformators *T* mit der Anode verbunden. Die Zweitwicklung ist entweder mit dem Ablenkungskondensator oder mit den ablenkenden Spulen verbunden (Figg. 1 u. 2). Ist die Kathode zum Glühen

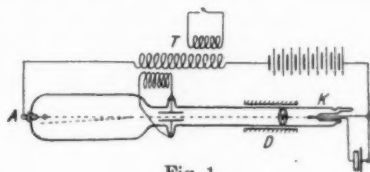


Fig. 1.

gebracht, so geht durch die Röhre ein Strom durch (0,3 bis 9,7 Milliamp.), welcher in der Zweitwicklung einen sekundären Strom induziert.

1) C. Samson, Ann. d. Phys. 55. S. 610. 1918.

In beiden Fällen werden die weichen Kathodenstrahlen momentan (in viel weniger als einer billionstel Sekunde) abgelenkt und der Stromkreis wird unterbrochen. In demselben

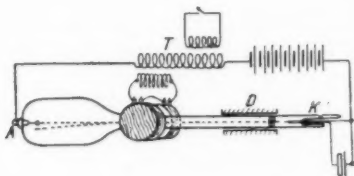


Fig. 2.

Augenblick verlaufen die Kathodenstrahlen wieder geradlinig, d. h. können wieder auf die Anode zurückfallen und der Vorgang beginnt von Neuem. Auf diese Weise gelingt es, hochfrequente Schwingungen zu erzeugen; die ganze Einrichtung kann in ihrer Wirkung mit dem Neef'schen Unterbrecher verglichen werden. Der Verf. hat diesen Apparat mit großem Erfolg für den Überlagerungsempfang in drahtloser Telegraphie verwendet.

(Eingegangen 8. Januar 1921.)

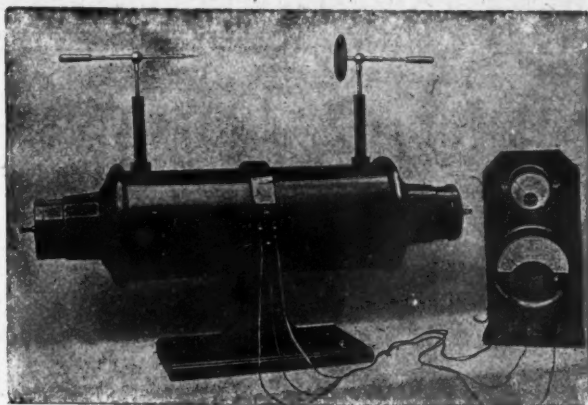
a
-
n

5,
r-
n-
g
r-
m
e-

len
ab-
ben

ig,
or-
h-
ng
er-
m
e-

3



Induktorium Patent Klingelfuß mit eingebauter Meßspule zur Messung der Hochspannung im Entladungskreis. Sehr zuverlässige Spannungskontrolle an Hochvakuumröhren. Die Induktorien sind nach dem von Klingelfuß angegebenen Symmetrie-Prinzip gebaut.

FR. KLINGELFUSS & CO., BASEL

Physikalische Apparate für Technik und Unterricht Laboratoriums-Einrichtungen



**Physikalische Werkstätten
Aktiengesellschaft
Göttingen 6**

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig

Im zweiten Jahrgang erscheint die

Zeitschrift für technische Physik

Herausgegeben von der

Deutschen Gesellschaft für technische Physik e. V.
unter Mitwirkung von **Dr. Georg Gehlhoff** und **Dr. Hans Rukop**

Schriftleitung: **Dipl.-Ing. Dr. Wilhelm Hort**

Monatlich 1 Heft

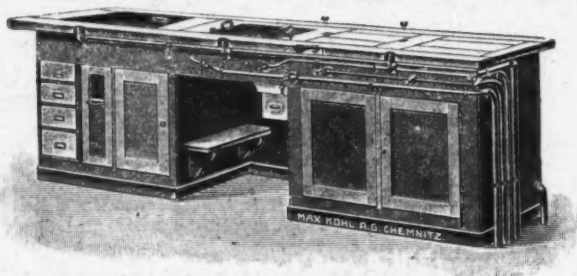
Preis des Jahrgangs 1921 M. 80.—

Auto-Technik: Mit der neuen Zeitschrift wird es hoffentlich gelingen, eine wichtige Unterlassungsünde der wissenschaftlichen Physik zu bessern. Die wissenschaftliche Physik ließ sich an ihrer Welt genug sein und vergaß den reichen Wissensschatz zu heben, den die Technik bietet und — vollbeanspruchet durch ihre wirtschaftlichen Aufgaben — selbst nicht zu heben vermag.

**Wertvolles Insertionsorgan für die
Physikalische und Technische Industrie**

Max Kohl A.G. Chemnitz

:: Fabrik physikalischer Apparate ::
Hörsaal- u. Laboratoriums-Einrichtungen



Experimentiertisch für Physik. 3 m lang.

[7/8.]

Rotierende Quecksilber- Hochvakuum - Pumpen
Ölluftpumpen — Experimentier - Schalttafeln

Preislisten und Sonderangebote bereitwilligst

LEITZ



MIKROSKOPE

für alle wissenschaftlichen Untersuchungen
im gewöhnlichen u. polarisierten Licht
Binokular-Mikroskope · Lupen u. Lupenmikroskope
Mikroskopische Nebenapparate
insbesond. für Dunkelfeld- u. Ultramikroskopische Untersuchungen
Mikrophotographische- u. Projektions-Apparate
Prismen - Fernrohre

ERNST LEITZ OPTISCHE WERKE **WETZLAR**

Man verlange Sonderliste: Mikro 289

Verlag von Johann Ambrosius Barth in Leipzig

WERKSTOFFE

Handwörterbuch
der
technischen Waren und ihrer Bestandteile

Unter Mitwirkung
zahlreicher wissenschaftlicher Mitarbeiter

herausgegeben von

Prof. Dr. Paul Kraus

Drei Bände

In Kürze erscheint:

Band 1. A—F.

XII, 529 S. mit über 270 Abbild. im Text und auf 21 Tafeln. 1921.

Subskriptionspreis: Brosch. M. 90.—, geb. M. 115.—.

Der zweite und dritte Band, die das Werk abschließen, werden im Laufe des Jahres 1921 folgen. Der Bezug des ersten Bandes verpflichtet zur Abnahme des ganzen Werkes. Nach Erscheinen des ganzen Werkes tritt eine Preiserhöhung ein.

Die „Werkstoffe“ stellen ein für Technik und Forschung gleich wichtiges, neuartiges Lexikon dar, in welchem unter neuen Gesichtspunkten alles technisch Wichtige, Wertvolle und sicher Ermittelte übersichtlich dargestellt wird, was menschlicher Geist in unermüdlicher Arbeit gemessen, beobachtet und erfahrungsgemäß gesichert hat, um die Stoffe der Natur den Zwecken der Gewerbe, Industrien und Künste dienstbar zu machen. Jeder Werkstoff ist als technisches Individuum herausgearbeitet, dadurch wird das Handwörterbuch ein zuverlässiges geistiges Werkzeug für den Chemiker, Physiker, Ingenieur, Baufachmann, Hütten- und Bergmann, Techniker, Fabrikanten und Kaufmann, nicht minder auch für den Handwerker, Kunstgewerbler, Künstler und für die lernende Jugend und ihre Lehrer.

Arthur Pfeiffer, Wetzlar O

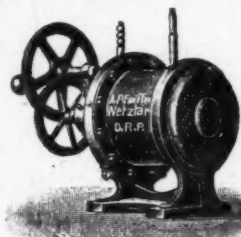
Werkstätten für Präzisionsmechanik und Optik, gegr. 1890.

Spezialfabrik von Luftpumpen zu Demonstrationen
und für wissenschaftliche Zwecke.

Rotierende Quecksilber-Hochvakuum-Pumpen

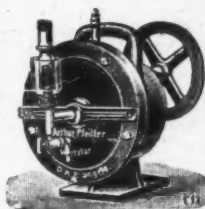
System Pfeiffer, D. R. P.

System Gaede, D. R. P.
angemeldet

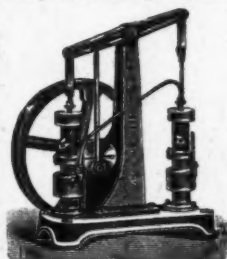


Hochvakuum-
Apparate
zur
Demonstration
und zu
wissenschaftlichen
Untersuchungen.

Neu-
konstruktionen
nach Angabe.



Vakuummeter n. Reiff, mit direkter Ablesung, D. R. P. angemeldet.
Geryk-Öl-Luftpumpen, D. R. P. Rotierende Öl-Luftpumpen, D. R. P.



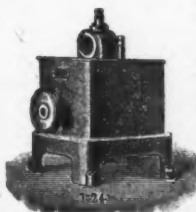
Alle Arten von
Luftpumpen:

Trockene rotierende
Luftpumpen,

Trockene Schieber-
luftpumpen,

Quecksilberluftpumpen
aller Systeme,

Kompressionsluftpumpen.



Eigene Spezial-Fabrikation von Funkeninduktoren von 4-1000^m/_m
Funkenlänge

Eingetragene



Fabrik-Märke



Induktoren
mit Demön-
strations-
schaltung.

Alle
Nebenapparate.

Listen auf Verlangen!

E. Leybold's Nachfolger

Zweigniederlassung:
Berlin NW 7,
Dorotheenstraße 53

Köln a. Rh.
Brüderstraße 7

Telegrammadresse:
Scientia Cöln
Scientia Berlin

Fabrik physikalischer Apparate



Galvanometer nach Paschen
(Physikal. Zeitschrift XIV, S. 521, 1913)

Projektionsapparate für Diaskopie und Episkopie
Vakuumpumpen nach GAEDE
aller Systeme

Ausführliches Preisverzeichnis mit Literaturangaben,
enthaltend 16 000 Nummern, wird auf Wunsch übersandt

Alleinige Inseratenannahme durch: Gelsdorf & Pusch,
Berlin SW. 48, Wilhelmstr. 28.

Meißner & Wittig, Leipzig

